

# THÈSE

PRÉSENTÉE

A LA FACULTÉ DES SCIENCES

DE L'UNIVERSITÉ DE STRASBOURG

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Raimondo BERTINI

*Contribution à l'étude des niveaux excités des noyaux  
 $^{13}\text{C}$ ,  $^{19}\text{Ne}$ ,  $^{25}\text{Na}$ ,  $^{53}\text{Cr}$  et  $^{56}\text{Fe}$  par des mesures spectroscopiques  
et de distributions et correlations angulaires*

Soutenue le 27 Mars 1969 devant la Commission d'examen

|                 |    |            |              |
|-----------------|----|------------|--------------|
| MM.             | S. | GORODETZKY | Président    |
|                 | A. | GALLMANN   | } Examineurs |
|                 | G. | MONSONEGO  |              |
|                 | A. | KNIPPER    |              |
| M <sup>me</sup> | H. | PARAGGI    |              |





# THÈSE

PRÉSENTÉE

A LA FACULTÉ DES SCIENCES  
DE L'UNIVERSITÉ DE STRASBOURG

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Raimondo BERTINI

---

*Contribution à l'étude des niveaux excités des noyaux  
 $^{13}\text{C}$ ,  $^{19}\text{Ne}$ ,  $^{25}\text{Na}$ ,  $^{53}\text{Cr}$  et  $^{56}\text{Fe}$  par des mesures spectroscopiques  
et de distributions et correlations angulaires*

---

Soutenue le 27 Mars 1969 devant la Commission d'examen

|                 |    |            |                     |
|-----------------|----|------------|---------------------|
| MM.             | S. | GORODETZKY | <i>Président</i>    |
|                 | A. | GALLMANN   | } <i>Examineurs</i> |
|                 | G. | MONSONEGO  |                     |
|                 | A. | KNIPPER    |                     |
| M <sup>me</sup> | H. | FARAGGI    |                     |



CONTRIBUTION A L'ETUDE DES NIVEAUX EXCITES

DES NOYAUX  $^{13}\text{C}$ ,  $^{19}\text{Ne}$ ,  $^{25}\text{Na}$ ,  $^{53}\text{Cr}$ ,  $^{56}\text{Fe}$

PAR DES MESURES SPECTROSCOPIQUES ET

DE DISTRIBUTIONS ET CORRELATIONS ANGULAIRES

Par Raimondo BERTINI

Attaché de Recherches



Digitized by the Internet Archive  
in 2026

[https://archive.org/details/IA41553609\\_0010](https://archive.org/details/IA41553609_0010)



## FACULTE DES SCIENCES DE L'UNIVERSITE DE STRASBOURG

Doyen : Professeur J.H.VIVIEN

Doyens Honoraires : A.KIRRMANN, P.LACROUTE, H.J.MARESQUELLE,  
G.MILLOT

Professeurs Honoraires : P.DE BEAUCHAMP, L.BOISSELET, H.CARTAN,  
G.CERF, C.CHABAUTY, A.CHRETIEN, J.DENY,  
Ch.EHRESMANN, M.FRECHET, Mle S.GILLET,  
A.HEE, R.HOCART, A.KIRRMANN, G.LEMEE,  
P.L'HERITIER, A.LICHNEROWICZ, L.NEEL,  
Ch.SADRON, E.TERROINE, H.VILLAT, H.WEISS,  
Et. WOLFF, J.YVON.

Maître de Conférences Honoraires : R.WEIL

Professeurs :

|                       |        |                                                |
|-----------------------|--------|------------------------------------------------|
| H.J.MARESQUELLE ..... | T.     | Biologie végétale                              |
| H.FORESTIER .....     | T.     | Chimie Générale                                |
| J.ROTHE .....         | T.     | Physique du Globe                              |
| P.LACROUTE .....      | T.     | Astronomie                                     |
| J.H.VIVIEN .....      | T.     | Zoologie et Embryologie<br>expérimentale       |
| A.MAILLARD .....      | T.     | Physicochimie du Pétrole                       |
| S.GORODETZKY .....    | T.     | Physique Générale et<br>Physique Nucléaire     |
| L.SACKMANN .....      | T.     | Mécanique des Fluides                          |
| J.BYE .....           | T.     | Chimie Physique                                |
| R.LOMBARD .....       | T.     | Chimie Organique                               |
| Mle M.PEREY .....     | T.     | Chimie Nucléaire                               |
| S.GOLDSZTAUB .....    | T.     | Minéralogie et Pétrographie                    |
| P.JOLY .....          | T.     | Biologie Générale                              |
| H.BENOIT .....        | T.     | Physicochimie macromolé-<br>culaire            |
| P.CUER .....          | T.     | Physique Générale et<br>Physique Corpusculaire |
| G.MILLOT .....        | T.     | Géologie et Paléontologie                      |
| R.LECOLAZET .....     | T.T.P. | Physique du Globe                              |
| H.SAUCIER .....       | T.T.P. | Minéralogie                                    |
| R.ROHMER .....        | T.     | Chimie minérale                                |
| Mle A.GAGNEU .....    | T.T.P. | Botanique                                      |
| S.NIKTINE .....       | T.     | Physique Générale                              |
| F.STUTINSKY .....     | T.     | Physiologie Générale                           |





|                      |        |                                                  |
|----------------------|--------|--------------------------------------------------|
| B. WURTZ .....       | T.T.P. | Chimie Biologique                                |
| J. BRENET .....      | T.     | Electrochimie                                    |
| G. OURISSON .....    | T.T.P. | Chimie                                           |
| A. COCHE .....       | T.T.P. | Physique Nucléaire                               |
| R. CERF .....        | T.     | Physique Générale                                |
| J. FRENKEL .....     | T.T.P. | Mathématiques                                    |
| P. TAGLANG .....     | T.     | Physique                                         |
| J. P. LONCHAMP ..... | T.T.P. | Physique                                         |
| A. DELUZARCHE .....  | T.T.P. | Chimie                                           |
| J. B. DONNET .....   | T.T.P. | Chimie Physique                                  |
| R. ARMBRUSTER .....  | T.T.P. | Physique                                         |
| A. ROCHE .....       | T.T.P. | Physique du Globe                                |
| L. HIRTH .....       | T.     | Microbiologie                                    |
| A. SIGOT .....       | P.S.C. | Zoologie                                         |
| A. FUCHS .....       | T.     | Mécanique Rationnelle                            |
| A. GALLMANN .....    | T.T.P. | Physique                                         |
| P. MIALHE .....      | T.T.P. | Physiologie animale                              |
| J. P. EBEL .....     | T.     | Chimie biologique                                |
| J. PARROD .....      | T.T.P. | Chimie                                           |
| R. WEY .....         | T.T.P. | Chimie                                           |
| Mme D. MAGNAC .....  | T.T.P. | Physique                                         |
| M. DAUNE .....       | P.S.C. | Physique                                         |
| J. P. ADLOFF .....   | T.T.P. | Chimie Nucléaire                                 |
| D. BERNARD .....     | T.T.P. | Méthodes mathématiques<br>de la physique         |
| E. DANIEL .....      | T.     | Physique expérimentale                           |
| P. CHEVALLIER .....  | T.     | Physique                                         |
| J. GREMILLARD .....  | T.T.P. | Mécanique des Fluides                            |
| P. CARTIER .....     | T.     | Mathématiques                                    |
| G. REEB .....        | T.     | Topologie                                        |
| R. CHAUVIN .....     | T.     | Psychophysiologie                                |
| J. WUCHER .....      | P.S.C. | Physique                                         |
| Mme BRINI M. ....    | P.S.C. | Chimie                                           |
| R. BARO .....        | P.S.C. | Physique                                         |
| H. DURANTON .....    | P.S.C. | Botanique                                        |
| R. WEISS .....       | T.T.P. | Chimie                                           |
| P. FEDERLIN .....    | T.T.P. | Chimie                                           |
| J. LERAY .....       | P.S.C. | Physique                                         |
| J. P. SCHWING .....  | P.S.C. | Chimie                                           |
| M. SIESKIND .....    | P.S.C. | Physique                                         |
| G. MONSONEGO .....   | T.     | Physique Théorique                               |
| P. GABRIEL .....     | T.T.P. | Mathématiques                                    |
| C. WIPPLER .....     | T.     | Physicochimie des Hauts<br>Polymères Industriels |
| P. A. MEYER .....    | T.T.P. | Mathématiques                                    |
| G. WEILL .....       | P.S.C. | Physique                                         |
| J. M. BLOCH .....    | T.     | Chimie                                           |
| A. CLAUSS .....      | P.S.C. | Chimie                                           |



|                      |        |                   |
|----------------------|--------|-------------------|
| E. FOLLENIUS .....   | P.S.C. | Zoologie          |
| J. LUCAS .....       | P.S.C. | Géologie          |
| J. J. THIEBOLD ..... | P.S.C. | Biologie animale  |
| G. GLAESER .....     | T.     | Mathématiques     |
| J. H. WEIL .....     | P.S.C. | Chimie biologique |
| D. FOATA .....       | P.S.C. | Mathématiques     |

Professeurs associés :

A. BANDERET (E. A. H. P.) - R. CLELAND (Physique) - G. PEROLD (Chimie)  
J. SAMPSON (Math.) -

Maîtres de Conférences :

|                         |                          |
|-------------------------|--------------------------|
| H. DANAN .....          | Physique                 |
| Mme WINTER Chr. ....    | Physique                 |
| J. P. EBERHART .....    | Minéralogie              |
| Mme D. CAGNIANT .....   | Chimie                   |
| X. FERNIQUE .....       | Mathématiques            |
| J. STREITH .....        | Chimie                   |
| F. GAUTIER .....        | Physique propédeutique   |
| G. SUTTER .....         | Physique Electronique    |
| J. M. LEHN .....        | Chimie                   |
| Cl. ROBERT .....        | Physique                 |
| Fr. LACROUTE .....      | Biologie Végétale        |
| A. GIRARDIE .....       | Biologie animale         |
| M. GOUNOT .....         | Botanique                |
| J. DEHAND .....         | Chimie Minérale          |
| J. PRADINES .....       | Mathématiques            |
| F. BECKER .....         | Physique Mathématique    |
| M. KAROUBI .....        | Mathématiques            |
| A. MIGNOT .....         | Mathématiques appliquées |
| R. VOLTZ .....          | Physique Théorique       |
| A. MICHAUD .....        | Géologie                 |
| J. M. GIRAUD .....      | Mathématiques            |
| Y. BOULANGER .....      | Chimie biologique        |
| D. DACUNHA-CASTELLE ... | Mathématiques            |
| J. P. BRETAGNOLLE ..... | Mathématiques            |
| J. J. RIEHL .....       | Chimie                   |
| C. DELLACHERIE .....    | Mathématiques            |

Maîtres de Conférences associés :

V. AVANISSIAN (Mathématiques) - J. APSIMON (Chimie) - R. CAIROLI  
(Mathématiques) - E. DADE (Mathématiques) - H. GOLDWHITE (Chimie) -  
G. LETTA (Mathématiques) - G. RINEHART (Mathématiques) -  
M. SZYMONA (Chimie biologique)

Secrétaire général de la Faculté : G. SAINT-PE.





A Monsieur le Professeur S. GORODETZKY

Hommage de profonde gratitude

A mes parents

A ma femme





## CHAPITRE I

---

Fonctions de distribution et corrélation angulaires de  
rayonnements électromagnétiques, dans un système self-  
consistant de définitions de phases



## I. 1 Aperçu du problème

Depuis la première formulation réalisée par Hamilton <sup>(1)</sup> en 1940, la théorie des corrélations angulaires s'est considérablement développée suivant l'évolution du formalisme exprimé notamment par Racah et Wigner. Plusieurs articles fondamentaux sont ainsi parus, qui chacun présentaient des définitions et des notations différentes.

Déjà en 1958, Huby <sup>(2)</sup> faisait remarquer la difficulté que rencontrait l'expérimentateur à comparer les résultats expérimentaux de différents auteurs traités avec différentes formules théoriques ou à comparer ces mêmes résultats avec des prédictions de modèles théoriques.

Cette difficulté est particulièrement aigue quand des facteurs de phase deviennent significatifs comme dans la définition des coefficients de mélange de rayonnements gamma.

Il existe aussi plusieurs tabulations de coefficients très utiles aux expérimentateurs pour l'analyse de ces résultats, mais ces problèmes de définition et de facteurs de phase se répercutent dans ces tables et de plus, les erreurs, qui parfois s'y retrouvent sont pour les mêmes raisons très difficiles à déceler.

Nous avons essayé de montrer que dans le cas où l'on considère la distribution angulaire d'intensité d'un rayonnement émis par un niveau aligné par rapport à un axe de symétrie, le même formalisme permettait de traiter différents types d'expériences.

L'article de Rose et Brink <sup>(3)</sup> dans lequel toutes les définitions des facteurs de phase sont clairement exprimées, a été le point de départ.

Une corrélation angulaire particule rayonnement gamma mesurée par la méthode II de Litherland-Ferguson <sup>(4)</sup> (par la suite, nous utiliserons toujours la notation LF pour nous référer à ces auteurs) et une distribution angulaire d'un rayonnement gamma émis par un niveau résonant aligné dans une réaction de capture peuvent être traitées de la même façon, puisque l'axe de symétrie par rapport auquel le niveau est aligné, est un axe de symétrie cylindrique.





L'extension de ce formalisme au cas de la méthode LF I<sup>(4)</sup>, c'est-à-dire au cas où la symétrie cylindrique vient à manquer, est facilement obtenue avec une application ultérieure du formalisme de la matrice statistique.

La corrélation angulaire en fonction du temps d'un rayonnement émis par un niveau aligné, perturbée par un champ magnétique externe statique, cas des champs perturbateurs classiques<sup>(5)</sup>, peut être déduite avec le même formalisme, le cas limite à  $t = 0$  étant la corrélation non perturbée.

Un résumé de la théorie des corrélations angulaires n'étant pas notre but, nous nous limiterons à souligner les définitions des facteurs de Rose et Brink, à critiquer les principes qui les inspirent et à déduire par la suite les formules qui nous serviront pour l'analyse de nos résultats expérimentaux, en soulignant les points de différence entre ces définitions-ci et celles des tables publiées précédemment par différents auteurs<sup>(6,7,8,9)</sup>.

## 1.2 Discussion du Principe de Renversement du Temps

La théorie quantique des champs est le point de départ pour calculer un processus d'émission ou bien la théorie des perturbations dépendantes du temps est utilisée pour calculer un processus d'absorption et celui-ci est relié au processus d'émission par le principe de renversement du temps.

La validité de ce principe a été contestée par différents auteurs après l'expérience de la désintégration du méson  $K_2^0$ <sup>(10,11,12)</sup>



Toute une série de mesures, dont certaines très récentes<sup>(13,14)</sup>, démontre la complète validité de ce principe pour les interactions électromagnétiques.



Ce principe peut être défini de la façon suivante :

Dans un système, dont la dynamique est invariante dans l'inversion du temps, et c'est notre cas, où une probabilité d'émission d'un photon doit être égale à la probabilité d'absorption du même photon, il est toujours possible de définir un opérateur d'inversion du temps  $\Theta$  qui a les propriétés suivantes :

- 1)  $\Theta H(-t) \Theta^{-1} = H(t)$  c'est-à-dire l'Hamiltonien du système est invariant par inversion du temps
- 2)  $\Theta$  est un opérateur antiunitaire, c'est-à-dire un opérateur équivalent à une conjugaison complexe suivie d'une transformation unitaire.
- 3) La fonction d'onde inversée par rapport au sens du temps

$$\Psi_R(V, t) = \Theta \Psi(V, -t)$$

est une solution de l'équation de Schrödinger si  $\Psi(V, t)$  en est une.

$$\begin{array}{lll} \text{En particulier} & \Theta \vec{p} \Theta^{-1} = -\vec{p} & \vec{p} = \text{moment d'impulsion} \\ & \Theta \vec{l} \Theta^{-1} = -\vec{l} & \vec{l} = \text{" angulaire} \\ & \Theta \vec{s} \Theta^{-1} = -\vec{s} & \vec{s} = \text{spin} \\ & \Theta \vec{r} \Theta^{-1} = \vec{r} & \text{en unités } \hbar. \end{array}$$

l'opérateur  $\Theta$  n'agit pas sur le temps

Si  $|\alpha J M\rangle$  est une fonction d'onde d'un hamiltonien  $H$  invariant par inversion du temps, on aura en général

$$\Theta |\alpha J M\rangle = (-)^{R-M} |\alpha J - M\rangle$$

où la phase  $(-)^R$  est indépendante de  $M$  mais dépend de la phase de la fonction d'onde  $|\alpha J M\rangle$ .

Nous choisirons toujours :

$$\Theta |\alpha J M\rangle = (-)^{J-M} |\alpha J - M\rangle$$

1ère définition de phase



Soit  $T_{LM}$  un tenseur sphérique, c'est-à-dire une quantité de rang  $L$  représentée par  $2L + 1$  composantes qui se transforme suivant la représentation irréductible  $\mathcal{D}_{MN}^L$  du groupe rotation :

$$T_{LN} = \sum_M T_{LM} \mathcal{D}_{MN}^L(\alpha \beta \gamma)$$

où  $\alpha \beta \gamma$  sont les angles d'Euler dans les anciens axes et la rotation transforme ceux-ci dans les nouveaux marquées par des primes <sup>(15)</sup>.

$$\mathcal{D}_{MN}^L(\alpha \beta \gamma) = \langle LM | \exp(-i\alpha J_x) \exp(-i\beta J_y) \exp(-i\gamma J_z) | LN \rangle$$

$T_{LN}$  représente une composante de l'opérateur tensoriel dans les nouveaux axes définis par rapport aux anciens.

Pour ce tenseur, on a la relation :

$$\Theta T_{LM} \Theta^{-1} = (-)^{R-M} T_{L-M}$$

où la valeur de  $R$  est indépendante de  $M$  mais dépend du choix de la phase de  $T_{LM}$ .

Nous choisirons toujours :

$$\Theta T_{LM} \Theta^{-1} = (-)^{L-M} T_{L-M}$$

2ème définition de phase

Ce choix nous assure que les éléments de matrice de  $T_{LM}$  sont réels si les fonctions d'onde se transforment suivant la relation (1).

### 1.3 Définition de l'interaction

Soient  $|\lambda\rangle$  et  $|\mu\rangle$  deux fonctions d'ondes nucléaires, l'émission ou l'absorption d'un photon  $(\vec{k}, \vec{\epsilon}_\eta)$  (où  $\vec{k}$  est le vecteur nombre d'onde et  $\vec{\epsilon}_\eta$  le vecteur unitaire polarisation) est représentée par l'interaction  $V$  entre nucléons et le champ électromagnétique représenté par





l'opérateur de champ  $(15)_A$

$$V = - (e\hbar/2mc) \sum_n \left\{ 2g_{\ell n} \vec{p}_n \cdot \vec{A}(r_n) + g_{\lambda n} \vec{s}_n \cdot \vec{\mathcal{H}}(r_n) \right\}$$

$$A(\vec{r}) = \sum_{k\eta} (2\pi\hbar c/L^3 k)^{1/2} \left\{ \vec{\mathcal{E}}_\eta \exp(i\vec{k} \cdot \vec{r}) a_{k\eta} + \vec{\mathcal{E}}_\eta^* \exp(-i\vec{k} \cdot \vec{r}) a_{k\eta}^+ \right\}$$

$$\eta = 1, 2$$

$a_{k\eta}^+$  et  $a_{k\eta}$  sont les opérateurs de création et d'annihilation d'un photon de nombre  $\vec{k}$  et de polarisation.

$$\vec{\mathcal{H}}(r_n) = \vec{\text{rot}} A(\vec{r}_n)$$

$g_{\ell n}$  = facteur gyromagnétique orbital du  $n^{\text{ème}}$  nucléon = 1 pour un proton  
= 0 pour un neutron

$g_{\lambda n}$  = " " de spin du  $n^{\text{ème}}$  " = 5,585 pour un proton  
= -3,826 " " neutron

Pour pouvoir expliciter les propriétés d'invariance par renversement du temps, nous exprimerons l'interaction  $V$  en fonction des opérateurs d'absorption  $H_a$  et d'émission  $H_e$ .

$$V = \sum_{k\eta} (2\pi\hbar c/L^3 k)^{1/2} \left[ H_a(\vec{k}, \vec{\mathcal{E}}_\eta) a_{k\eta} + H_e(\vec{k}, \vec{\mathcal{E}}_\eta) a_{k\eta}^+ \right]$$

où

$$H_a(\vec{p}, \vec{s}, \vec{k}, \vec{\mathcal{E}}) = H_a(\vec{k}, \vec{\mathcal{E}}) = ( - e\hbar/2mc) \left\{ 2g_{\ell} \vec{p} \cdot \vec{\mathcal{E}} \exp(i\vec{k} \cdot \vec{r}) + g_s \vec{s} \cdot \vec{\text{rot}} [\vec{\mathcal{E}} \exp(i\vec{k} \cdot \vec{r})] \right\}$$

où, comme on le fera par la suite, nous n'avons pas explicitement fait figurer la sommation sur  $n$ .

Les opérateurs  $H_e$  et  $H_a$  étant liés par la relation :

$$H_e(\vec{k}, \vec{\mathcal{E}}) = H_a(\vec{k}, \vec{\mathcal{E}})^+$$

il est inutile d'expliciter  $H_e$ .



En considérant que l'état  $|\mu, (\vec{k}, \vec{\varepsilon})\rangle$  contient un photon et l'état  $|\lambda\rangle$  n'en contient pas, on voit que seul le terme de  $V$  contenant l'opérateur  $a_{k\eta}^+$  de création de l'état de photon  $(\vec{k}, \vec{\varepsilon})$  contribuera à l'élément de matrice émission :

$$\begin{aligned} \langle \mu, (\vec{k}, \vec{\varepsilon}) | V | \lambda \rangle &= (2\pi \hbar c / L^3 k)^{1/2} \langle \mu | H_e(\vec{k}, \vec{\varepsilon}) | \lambda \rangle \\ &= (2\pi \hbar c / L^3 k)^{1/2} \langle \lambda | H_a(\vec{k}, \vec{\varepsilon}) | \mu \rangle^* \end{aligned}$$

L'inversion du sens du temps opère de la façon suivante :

$$\Theta H_a(\vec{k}, \vec{\varepsilon}) \Theta^{-1} = H_a(-\vec{k}, -\vec{\varepsilon}) = - H_a(\vec{k}, \vec{\varepsilon})^+ = - H_e(\vec{k}, \vec{\varepsilon})$$

#### I.4 Développement en série multipolaire

Le potentiel vecteur de l'onde plane  $\vec{A}$  est développé en série de vecteurs de champs sphériques  $\vec{A}_{LM}^m$  et  $\vec{A}_{LM}^e$ . L'Hamiltonien se trouve alors développé en série d'opérateurs tensoriels  $T_{LM}^m$  et  $T_{LM}^e$ . Nous introduisons maintenant les harmoniques sphériques  $C_{LM}(\theta, \varphi)$ .

$$C_{LM} = (4\pi/2L+1)^{1/2} Y_{LM}$$

$$Y_{LM}(\theta, \varphi) = \Theta_{LM}(\theta) \Psi_M(\varphi)$$

$$\Theta_{LM}(\theta) = (-)^M \left[ \frac{2L+1}{2} \frac{(L-M)!}{(L+M)!} \right]^{1/2} P_L^M(\theta) \quad \text{si } M \geq 0$$

$$\Theta_{LM}(\theta) = (-)^M \Theta_{L|M|}(\theta) \quad \text{si } M < 0$$

$$\Psi_M(\varphi) = (2\pi)^{-1/2} \exp(iM\varphi)$$

$$C_{L0}(\theta, \varphi) = P_L(\cos \theta)$$





Les  $P_L^M(\theta)$  ( $M \geq 0$ ) sont les polynomes de Legendre associés définis par Jahnke et Emde <sup>16)</sup>.

La définition de phase suivante <sup>17)</sup> est retenue :

$$C_{LM}^* = (-)^M \cdot C_{L-M}$$

3ème définition de phase

Les fonctions

$$\phi_{LM} = i^L (2L+1) \int_L(kr) C_{LM}(\theta, \varphi)$$

sont les solutions de l'équation d'onde scalaire :

$\nabla^2 \phi + k^2 \phi = 0$  et forment un ensemble complet. En particulier, l'onde plane s'exprime par :

$$\exp(ikz) = \sum_L \phi_{L0}$$

Les fonctions sphériques de Bessel peuvent être écrites dans l'approximation des grandes longueurs d'onde :

$$j_L(kr) \sim (kr)^L / (2L+1) !!$$

Le potentiel vecteur  $\vec{A}$  qui satisfait également l'équation d'ondes planes vectorielles

$$\nabla^2 \vec{A} + k^2 \vec{A} = 0$$

peut se développer de la même façon utilisant les trois ensembles de vecteurs de champ

$$\vec{\nabla} \phi_{LM}, \quad \vec{L} \phi_{LM}, \quad \vec{\nabla} \times \vec{L} \phi_{LM}$$

qui forment un ensemble complet de solutions de l'équation d'onde



$$\vec{A}_{LM} = (ik)^{-1} \nabla \phi_{LM}$$

$$\vec{A}_{LM}^e = \left\{ k \left[ L(L+1) \right]^{1/2} \right\}^{-1} \vec{\nabla} \times \vec{L} \phi_{LM}$$

$$\vec{A}_{LM}^m = \left\{ \left[ L(L+1) \right]^{1/2} \right\}^{-1} \vec{L} \phi_{LM}$$

Les vecteurs  $\vec{A}_{LM}^e$  et  $\vec{A}_{LM}^m$  sont les composantes électriques et magnétiques du champ transverse, elles sont solénoïdales et ont respectivement pour parités  $(-)^{L+1}$  et  $(-)^L$ . Les vecteurs  $\vec{A}_{LM}^e$  sont irrotationnels, ont la parité  $(-)^{L+1}$  et sont des champs longitudinaux.

### 1.5 Opérateurs multipolaires d'interaction

L'équation d'onde plane transverse et polarisée circulairement peut s'écrire:

$$\vec{e}_q \exp(ikr) = -\sqrt{2}^{-1} \sum_L (q \vec{A}_{Lq}^m + \vec{A}_{Lq}^e) \quad q = \pm 1$$

En introduisant le développement des  $\phi_{LM}$  dans les  $\vec{A}_{LM}^e$  et  $\vec{A}_{LM}^m$  on parvient pour  $H_a(\vec{k}, \vec{e}_q)$  à l'expression :

$$H_a(\vec{k}, \vec{e}_q) = - \sum_{LM} \left\{ \alpha_L^e (Q_{LM} + Q_{LM}') + q \alpha_L^m (M_{LM} + M_{LM}') \right\} \mathcal{D}_{Mq}^L(R) \quad (3)$$

$$\alpha_L^e = \left[ (ik)^L (2L-1)!! \right] (L + 1/2 L)^{1/2}$$

$$\alpha_L^m = -i \alpha_L^e$$

$$Q_{LM} = -2 g_\ell \beta (i/k) \vec{\nabla} (r^L C_{LM}) \cdot \vec{p}$$

$$Q_{LM}' = g_s \beta \left[ k / (L+1) \right] \vec{L} (r^L C_{LM}) \cdot \vec{s}$$

$$M_{LM} = 2 g_\ell \beta (L+1)^{-1} \vec{\nabla} (r^L C_{LM}) \cdot \vec{l} \quad (4)$$

$$M_{LM}' = g_s \beta \vec{\nabla} (r^L C_{LM}) \cdot \vec{s}$$



$\beta = e\hbar / 2mc$  est le magnéton nucléaire

$\vec{l}, \vec{s}, \vec{p}$  sont mesurés en unités  $\hbar$

Si  $O_{LM}$  est l'un quelconque des opérateurs précédents

$$O_{LM}^+ = (-)^{C-M} O_{L-M}$$

$$\Theta O_{LM} \Theta^{-1} = (-)^{R-M} O_{L-M} = (-)^{C-M+1} O_{L-M}$$

avec  $C = 1$  pour le terme électrique et  $C = 0$  pour le terme magnétique, c'est-à-dire  $R = 0$  et  $R = 1$  respectivement.

Nous définissons maintenant les opérateurs multipolaires d'interaction  $T_{LM}^{<\pi>}$ :

$$T_{LM}^e = \alpha_L^e (Q_{LM} + Q_{LM}')$$

$$T_{LM}^m = \alpha_L^m (M_{LM} + M_{LM}')$$

d'où

$$H_a(\vec{k}, \vec{e}_q) = - \sum_{LM} q^{\pi} T_{LM}^{<\pi>} \mathcal{D}_{Mq}^L(R)$$

$\pi = 0$  pour une transition électrique

$\pi = 1$  " " " magnétique

d'où l'on voit que seulement le terme magnétique est sensible à la polarisation circulaire.

$$T_{LM}^{<\pi>+} = (-)^{L-M+1} T_{L-M}^{<\pi>}$$

$$\Theta T_{LM}^{<\pi>} \Theta^{-1} = (-)^{L-M} T_{L-M}^{<\pi>}$$

en accord avec le choix fait pour la phase dans la relation (2).

Si la définition (1) est choisie, alors tous les  $T_{LM}$  sont réels.





### I.6. Probabilité d'Emission Gamma

En introduisant pour  $|\lambda\rangle$  et  $|\mu\rangle$  leurs nombres quantiques de moment angulaire total :

$$|\lambda\rangle = |J_1 M_1\rangle \quad |\mu\rangle = |J_2 M_2\rangle$$

et en supposant la symétrie cylindrique valable, avec une probabilité de population relative  $W(M_1)$  du sous-niveau  $M_1$ , la probabilité d'émission  $P_k^q(\vec{k})$  devient :

$$P^q(\vec{k}) = \sum_{M_1} W(M_1) P_{M_1}^q(\vec{k}) = \sum_{M_1} W(M_1) \sum_{M_2} \left| A_{M_1 M_2}^q(\vec{k}) \right|^2 \quad (6)$$

$$A_{M_1 M_2}^q(\vec{k}) = - (\vec{k}/2\pi\hbar)^{1/2} \sum_{L_1 M_1 \pi} q^\pi \langle J_1 M_1 | T_{LM}^{\langle\pi\rangle} | J_2 M_2 \rangle \mathcal{D}_{Mq}^L(R)$$

$$\sum_{M_1} W(M_1) = 1$$

En appliquant le théorème de Wigner-Eckart et la formule de réduction pour un produit de matrices de rotation

$$P^q(\vec{k}) = (k/2\pi\hbar) \sum_{KLL'\pi\pi'} B_K(J_1) P_K(\cos\theta) (-)^{q+J_1-J_2+L'-L-K} \quad (7)$$

$$\times (2J_1 + 1)^{1/2} (LL'q - q | KO) W(J_1 J_1 LL' ; K J_2) q^{\pi+\pi'} \times \\ \times \langle J_1 || T_L^{\langle\pi\rangle} || J_2 \rangle \langle J_1 || T_{L'}^{\langle\pi'\rangle} || J_2 \rangle^*$$

$$B_K(J_1) = \sum_{M_1} W(M_1) (-)^{J_1-M_1} (2J_1 + 1)^{1/2} (J_1 J_1 M_1 -M_1 | KO) \quad (7')$$

$$B_0(J_1) = 1$$

$B_K(J_1)$  est un tenseur statistique pour le cas à symétrie cylindrique.

Avec les conventions de phase (1) et (2) les  $T_{LM}^{\langle\pi\rangle}$  doivent être réels. Donc l'astérisque dans la formule (7) peut être négligé.



En intégrant la formule (7) sur toutes les directions  $\vec{k}$  et en sommant sur toutes les polarisations  $q$ , on obtient la probabilité de transition totale par unité de temps :

$$\tau^{-1} = \sum_q \int P^q(\vec{k}) d\Omega = 2 \times \frac{2}{\hbar} k \sum_{L\pi} | \langle J_1 || T_L^{<\pi>} || J_2 \rangle |^2 / (2L+1) \quad (8)$$

d'où la formule de Weisskopf

$$\tau^{-1} = \frac{2}{\hbar} \sum_{L\pi} \frac{(L+1)}{L [(2L-1)!!]^2} k^{2L+1} \frac{| \langle J_1 || G_L^\pi || J_2 \rangle |^2}{(2L+1)}$$

$$G_{LM}^e = Q_{LM} + Q_{LM}' \quad G_{LM}^m = M_{LM} + M_{LM}'$$

La largeur réduite  $\Gamma_\gamma = \hbar / \tau$  sera donc donnée, à un facteur  $4k$  près (8),

par

$$\sum_{L\pi} \frac{| \langle J_1 || T_L^{<\pi>} || J_2 \rangle |^2}{2L+1}$$

D'autre part, toujours au facteur  $4k$  près,

$$\langle J_1 || T_L^{<\pi>} || J_2 \rangle / (2L+1)^{1/2}$$

peut être considéré comme la racine carrée de la largeur réduite partielle gamma de la transition multipolaire  $(L, \pi)$ .

Le coefficient de mélange :

$$\delta_L = \frac{\langle J_1 || T_L^{<\pi>} || J_2 \rangle (2\bar{L}+1)^{1/2}}{\langle J_1 || T_L^{<\bar{\pi}>} || J_2 \rangle (2L+1)^{1/2}} \quad (9)$$

où  $\bar{L}\bar{\pi}$  indiquent la multipolarité d'ordre inférieur dans la transition  $J_1 \rightarrow J_2$ , peut être considéré, en valeur absolue, comme le rapport de deux largeurs réduites partielles gamma.



Ces largeurs réduites partielles gamma contiennent toutes un terme  $(2L + 1)^{1/2}$ . Cela dépend de la définition des éléments de matrices réduites. Racah, Edmonds et Messiah <sup>(18,19,15)</sup> définissent des éléments de matrice réduites qui ont la même phase que les nôtres mais qui sont  $(2 J_1 + 1)^{1/2}$  fois ceux-ci.

### 1.7 Fonction de Distribution et de Corrélation Angulaires pour des Rayonnements Gamma

Si la polarisation circulaire n'est pas mesurée, on peut sommer sur les valeurs de  $q$  pour obtenir la probabilité d'émission totale

$$P(\vec{k}) = P^1(\vec{k}) + P^{-1}(\vec{k})$$

d'où la formule (7) se transforme dans la relation :

$$P(\vec{k}) = \frac{k}{2\pi\hbar} \sum_{LL'K\pi\pi'} B_K(J_1) R_K(LL'J_1J_2) P_K(\cos\theta) \times \quad (10)$$

$$\times \left\{ 1 + (-1)^{L+L'+\pi+\pi'-K} \frac{\langle J_1 \parallel T_L^{(\pi)} \parallel J_2 \rangle}{(2L+1)^{1/2}} \right. \times$$

$$\times \left. \frac{\langle J_1 \parallel T_{L'}^{(\pi')} \parallel J_2 \rangle^*}{(2L'+1)^{1/2}} \right\}$$

Les coefficients  $R_K$  utilisés ici sont définis de la façon suivante :

$$R_K(LL'J_1J_2) = (-1)^{1+J_1-J_2+L'-L-K} \left\{ (2J_1+1)(2L+1)(2L'+1) \right\}^{1/2}$$

$$\times (LL'1-1|K0) W(J_1J_1LL',KJ_2) \quad (11)$$

et sont liés aux coefficients  $F_K$  de Ferents et Rosenzweig <sup>(20)</sup> par la relation :

$$R_K(LL'J_1J_2) = (-1)^{L-L'+K} F_K(LL'J_2J_1)$$



Dans la formule (10), on a introduit la condition que  $J_1$  est un spin bien défini. La distribution angulaire sera donc une fonction de la forme :

$$W(\theta) = \sum_{LL'\pi\pi'} \left\{ B_K(J_1) R_K(LL' J_1 J_2) P_K(\cos \theta) \times \right. \\ \left. \times \left[ 1 + (-1)^{L+L'+\pi+\pi'-K} \right] \delta_L^{<\pi>} \delta_{L'}^{<\pi'>} \right\} / 2 \sum_{L\pi} |\delta_L^{<\pi>}|^2 \quad (12)$$

Si le niveau  $J_1$  est aligné, c'est-à-dire si  $W(M_1) = W(-M_1)$ , on voit de la formule (7') que seulement pour les valeurs paires de  $K$ , les tenseurs  $B_K(J_1)$  sont différents de zéro.

La condition pour que  $J_1$  et  $J_2$  aient une parité bien définie empêche que la sommation dans la relation (12) se fasse pour toutes les valeurs de  $LL'\pi\pi'$ , parce qu'il y a une relation fixe entre les valeurs de  $L$  et celles de  $\pi$ .

$\alpha$ ) si  $J_1$  et  $J_2$  ont la même parité pour  $\pi = 0$ , on peut avoir seulement des valeurs paires de  $L$  et pour  $\pi = 1$  seulement des valeurs impaires.

$\beta$ ) si  $J_1$  et  $J_2$  ont parité opposée pour  $\pi = 0$ , uniquement des valeurs impaires de  $L$  sont possibles et des valeurs paires de  $L$  pour  $\pi = 1$ .

Donc, tous les termes de la relation (12) doivent avoir  $L + L' + \pi + \pi' =$  pair. Il s'ensuit, en supposant de plus qu'on n'ait à faire qu'à un mélange de deux ondes multipolaires

$$W(\theta) = \sum_K B_K(J_1) P_K(\cos \theta) \times \\ \times \frac{R_K(LL' J_1 J_2) + 2\delta R_K(LL' J_1 J_2) + \delta^2 R_K(L'L' J_1 J_2)}{(1 + \delta^2)} \quad (13)$$





Dans le cas d'une cascade double ( $J_1, J_2, J_3$ ), si le premier rayon  $\gamma$  de cette cascade, qui est émis par le niveau aligné, n'est pas observé, les populations  $W(M_2)$  du deuxième niveau peuvent être exprimées en fonction des populations  $W(M_1)$  en introduisant les coefficients :

$$U_K(J_1 J_2) = \frac{U_K(\bar{L}_{12} J_1 J_2) + (\delta_{L_{12}})^2 U_K(L_{12} J_1 J_2)}{(1 + (\delta_{L_{12}})^2)}$$

$$U_K(L_{12} J_1 J_2) = (-)^K \frac{W(J_1 J_2 J_1 J_2; L_{12} K)}{W(J_1 J_2 J_1 J_2; L_{12} 0)}$$

L'indice 12 représente la transition faisant passer du niveau 1 vers le niveau 2.

La fonction de corrélation triple  $\gamma_1 \gamma_2$  peut être représentée par la relation :

$$W(\theta_1, \theta_2, \varphi) = \sum_{\substack{KMN \\ k \\ L_1 L'_1 L_2 L'_2}} B_k(J_1) A_{KM}^N(k L_1 L'_1 L_2 L'_2 J_1 J_2 J_3) \bar{X}_{KM}^N(\theta_1, \theta_2, \varphi)$$

où  $A_{KM}^N$  est une fonction des spins  $J_1 J_2$  des niveaux émetteurs des rayons gamma  $\gamma_1$  de  $J_1$  à  $J_2$  et  $\gamma_2$  de  $J_2$  à  $J_3$ , des moments angulaires  $L_1 L'_1$  et  $L_2 L'_2$  de ces mêmes rayonnements, ainsi que du nombre quantique  $k$ .

Ce nombre est lié aux autres nombres quantiques ainsi qu'au mécanisme de la réaction, telle qu'elle est représentée par la fig. 10, par les trois coefficients  $9-j$  de Wigner<sup>(4)</sup>:

$$\begin{Bmatrix} x & L_1 & y \\ x & L'_1 & y' \\ 0 & k & k \end{Bmatrix} ; \quad \begin{Bmatrix} y & L_2 & J_1 \\ y' & L'_2 & J_1 \\ k & 0 & k \end{Bmatrix} ; \quad \begin{Bmatrix} J_2 & L_1 & J_1 \\ J_2 & L'_1 & J_1 \\ M & K & k \end{Bmatrix}$$



Les tenseurs de Fano  $\bar{X}_{KM}^N(\theta_1, \theta_2, \varphi)$  sont liés aux polynômes de Legendre normalisés<sup>(16)</sup> par la relation :

$$\bar{X}_{KM}^N(\theta_1, \theta_2, \varphi) = \bar{P}_K^N(\theta_1) \bar{P}_M^N(\theta_2) \cos N \varphi$$

Si le rayonnement  $\gamma_2$  n'est pas observé, il faudra intégrer la fonction  $W(\theta_1, \theta_2, \varphi)$  sur les angles  $\theta_2$  et  $\varphi$ . Seuls subsisteront les termes avec  $M = 0$  et  $N = 0$ .

La formule (15) prendra alors la forme :

$$W(\theta_1) = \sum_K B_K(J_1) \sqrt{2K+1} \delta_1^P A_{K0}^0 P_K(\theta_1) \quad (16)$$

De façon analogue, si le rayonnement  $\gamma_1$  n'est pas observé, la formule (15) prendra la forme :

$$W(\theta_2) = \sum_M B_M(J_1) A_{0M}^0 (2M+1)^{1/2} \delta_2^q P_M(\theta_2) \quad (17)$$

Les valeurs des  $A_{KM}^N$  ont été tabulées par Kaye, Read et Willmott<sup>(8)</sup>.

La relation (16) est équivalente à la formule (13) et l'expression (17) à la relation (14).

### I.8 Comparaison des différentes définitions

Les éléments de matrice réduite des opérateurs multipolaires d'interaction  $T_{LM}$  peuvent être calculés en utilisant des fonctions d'onde de certains modèles pour les états  $|J_1 M_1\rangle$  et  $|J_2 M_2\rangle$ . Ces fonctions d'onde doivent satisfaire à la définition de phase, [équation (1)].

Par exemple, la fonction d'onde pour une particule de spin 1/2 dans un champ central est représentée par l'expression :

$$|\frac{1}{2} j m\rangle = \sum_{\sigma} \left| \frac{1}{2} \sigma \right\rangle u_{\ell}(r) i^{\ell} Y_{\ell, m-\sigma}(\theta, \varphi) (\ell - \frac{1}{2} m - \sigma \sigma | j m)$$



dans laquelle le facteur  $i^l$  a été introduit pour que la première définition de phase (1) soit satisfaite.

La déduction de ces éléments de matrice se trouve dans les références (3) et (24). On peut en déduire des valeurs théoriques des  $\Gamma_\gamma$ ,  $\tau$  et  $\delta$  à comparer avec l'expérience.

Nous avons déjà souligné que les éléments de matrice de Racah, Edmonds et Messiah <sup>(18,19,15)</sup> étaient  $(2J_1 + 1)^{1/2}$  fois les nôtres. On peut aussi remarquer que nos éléments de matrice réduite ont la même phase mais différent d'un facteur  $(2J_1 + 1)^{1/2}$  des éléments de matrice réduite définis par Bohr et Mottelson <sup>(22)</sup> et Alder <sup>(23)</sup> et ils sont liés à ceux-ci par les relations :

$$\langle J_1 \| \mathcal{M}(E_\lambda) \| J_2 \rangle_{BM} = \left( \frac{2\lambda + 1}{4\pi(2J_1 + 1)} \right)^{1/2} \langle J_1 \| (Q_\lambda)_{eff} \| J_2 \rangle$$

$$\langle J_1 \| \mathcal{M}(M_\lambda) \| J_2 \rangle_{BM} = \left( \frac{2\lambda + 1}{4\pi(2J_1 + 1)} \right)^{1/2} \langle J_1 \| G_\lambda^\pi \| J_2 \rangle$$

La probabilité de transition réduite  $B(\lambda, J_1 \rightarrow J_2)$  des mêmes auteurs est liée à nos opérateurs par l'expression :

$$B(\lambda, J_1 \rightarrow J_2) = \left[ (2\lambda + 1)/4\pi \right] |\langle J_1 \| G_\lambda \| J_2 \rangle|^2$$

Nous rappelons aussi que l'état initial se trouve toujours à gauche dans l'élément de matrice et l'état final à la droite.

Ce choix pour un élément de matrice d'émission correspond au choix de l'utilisation de l'opérateur  $H_a(\vec{k}, \vec{\epsilon})$  au lieu de  $H_e(\vec{k}, \vec{\epsilon})$ .

Pour n'importe quel opérateur hermitien  $O_{LM}$  qui satisfait la condition

$$O_{LM}^+ = (-)^{C-M} O_{L-M}$$

on a

$$(2J_1 + 1)^{1/2} \langle J_1 \| O_L \| J_2 \rangle = (-)^{J_1 - J_2 - C} (2J_2 + 1)^{1/2} \langle J_2 \| O_L \| J_1 \rangle^*$$





où la phase C dépend de la phase de  $O_{LM}$

Avec notre choix  $C = L + 1$ . Donc :

$$(2J_1+1)^{1/2} \langle J_1 \| T_L^{(\pi)} \| J_2 \rangle = (-)^{J_1-J_2-(L+1)} (2J_2+1)^{1/2} \langle J_2 \| T_L^{(\pi)} \| J_1 \rangle$$

et pour les coefficients de mélange, on aura la relation :

$$\delta_L = \frac{\langle J_1 \| T_L^{(\pi)} \| J_2 \rangle (2\bar{L}+1)^{1/2}}{\langle J_1 \| T_L^{(\pi)} \| J_2 \rangle (2L+1)^{1/2}} = (-)^{\bar{L}-L} \frac{\langle J_2 \| T_L^{(\pi)} \| J_1 \rangle^* (2\bar{L}+1)^{1/2}}{\langle J_2 \| T_L^{(\pi)} \| J_1 \rangle^* (2L+1)^{1/2}} \quad (18)$$

Les coefficients  $B_K(J_1)$  utilisés ici sont liés aux coefficients  $\rho_K$  définis par Devons et Goldfarb <sup>(9,21)</sup> par la relation :

$$B_K(J_1) = \sum_{M_1=0}^{M_1=J_1} W(M_1) (2 - \delta_{M_1 0}) (-)^{J_1 - M_1} \times$$

ou  $1/2$

$$\times (2J_1 + 1)^{1/2} (J_1 J_1 M_1 -M_1 KO) \quad (19)$$

$$= \sum_{M_1=0}^{M_1=J_1} W(M_1) K(J_1 M_1)$$

ou  $1/2$

c'est-à-dire que les  $B_K(J_1)$  sont égaux aux  $\rho_K(J_1)$  de Poletti et Warburton. <sup>(9)</sup>

Une différence apparaît au contraire dans le signe des coefficients de mélange définis par les mêmes auteurs. A cause de l'utilisation des coefficients  $Z_1$ , il apparaît à partir des formules (11) de la référence (9) et de la formule (23) de la réf.(4) que la phase du coefficient de mélange varie suivant que l'ordre multipolaire plus grand est électrique ou magnétique. En effet, dans la formule (11) de la référence (9)  $\sigma=0$  pour  $E(L+1)/M(L)$  et  $\sigma=1$  pour  $M(L+1)/E(L)$ . En conséquence, pour  $\sigma=1$ , leur  $\delta$  aura le signe opposé du nôtre.

Nous expliciterons les coefficients  $B_K(J_1)$  suivant le type d'expérience.



I) Dans les réactions de capture, une représentation en tenseurs de spin de canal et en amplitudes partielles d'onde nous donnera la relation :

$$B_K(J_1) = \sum_s \left\{ S_K(\ell\ell J_1 s) |A(\ell)|^2 + 2 S_K(\ell\ell' J_1 s) \times \right. \\ \left. \times |A(\ell)| |A(\ell')| \cos(\varphi_\ell - \varphi_{\ell'}) + S_K(\ell\ell' J_1 s) |A(\ell')|^2 \right\} T(s) \quad (20)$$

Dans cette formule  $s$  indique le spin de canal,  $\ell$  et  $\ell'$  les moments angulaires orbitaux de deux ondes entrantes,  $A(\ell)$  et  $A(\ell')$  leurs amplitudes et  $T(s)$  l'intensité de spin de canal.

Le terme  $\cos(\varphi_\ell - \varphi_{\ell'})$  représente la phase relative des deux ondes. Les deux normalisations suivantes sont aussi valables :

$$\sum_s T(s) = 1 \quad |A(\ell)|^2 + |A(\ell')|^2 = 1$$

Les coefficients  $S_K$  sont tabulés par Rose et Brink (3).

II) Pour la méthode LF II, une représentation en populations avec une limitation du nombre des sous-niveaux magnétiques peuplés, introduite par les règles de somme des moments angulaires est utilisée dans la forme définie par la formule (19).

Les coefficients  $\rho_K(J_1 M_1)$  sont tabulés dans les références (3) et (9).

III) Dans les corrélations triples  $\gamma - \gamma$  est utilisée une représentation en population définie par la relation suivante :

$$W(\theta_1, \theta_2, \varphi) = \sum_{M_1} W(M_1) \sum_{L_1 L_1' L_2 L_2'} \delta_1^{P_1} \delta_2^{P_2} C_{KM}^N \bar{X}_{KM}^N(\theta_1, \theta_2, \varphi) \quad (21)$$

Les coefficients  $C_{KM}^N$  sont tabulés par Smith (7) et sont liés aux coefficients  $A_{KM}^N$  définis dans la formule (15) par l'expression



$$C_{KM}^N = \sum_{M_1} (-1)^{J_1 - M_1} (J_1 \ M_1 \ J_1 - M_1 \mid k0) A_{KM}^N$$

Une comparaison des coefficients des distributions angulaires du rayonnement  $\gamma_1$ , le rayonnement  $\gamma_2$  étant inobservé, et du rayonnement  $\gamma_2$ , le rayonnement  $\gamma_1$  étant inobservé, calculés dans notre représentation et par les formules de Smith, montre que le signe du coefficient de mélange  $\delta_2$  du rayon  $\gamma_2$  dans sa formulation est l'opposé du nôtre.

Nous nous servons de ces trois représentations par la suite.



## CHAPITRE II

---

### Méthodes expérimentales et méthodes d'analyse





## II.1 Méthodes de mesure des corrélations angulaires particule-rayonnement gamma

Dans les expériences de corrélations particule rayonnement gamma par la méthode L.F.II deux sortes d'éventualités peuvent se présenter

1°) Le spectre de particules, pour l'énergie de bombardement et l'épaisseur de cible optimales, mesuré dans un détecteur semi-conducteur est tel que les groupes de particules correspondants aux différents niveaux du noyau étudié sont bien résolus.

Ce cas peut se présenter même si la détection des particules est faite à 0° avec un absorbant du faisceau, pourvu que le bilan de la réaction soit suffisamment positif et que la particule bombardante soit plus lourde que la particule émise. De même, le spectre gamma en coïncidence avec chacun de ces groupes présente des pics bien résolus en énergie.

2°) Le spectre de particules n'est pas bien résolu en énergie et (ou) les différents pics gamma en coïncidence ne sont pas séparés.

Ces deux éventualités nous ont conduits à utiliser deux montages différents :

Dans le premier cas, la détection des rayonnements  $\gamma$  peut être assurée par des compteurs à scintillations. Ces détecteurs ont une efficacité élevée, sont rapides, mais possèdent une résolution en énergie modeste (7,8 % pour la ligne à 662 KeV du  $^{137}\text{Cs}$ ). Leur faible coût nous a conduit à placer au voisinage de la cible quatre compteurs à scintillations (voir figure 1), chacun mis en coïncidence avec la jonction détectant les particules lourdes. Une économie considérable de temps est ainsi obtenue par la mesure simultanée de quatre angles de la fonction de corrélation angulaire. Une autre économie est obtenue en mesurant, à chaque angle, les coïncidences entre plusieurs groupes de particules et les rayonnement  $\gamma$  subséquents, grâce à une analyse bi-dimensionnelle des spectres coïncidents.





- A = absorbant relié à l'intégrateur du courant cible
- C = cible autoportée
- D = diaphragmes
- E = absorbant additionnel faisant écran électrostatatique
- J = détecteur à jonction placé à 0°

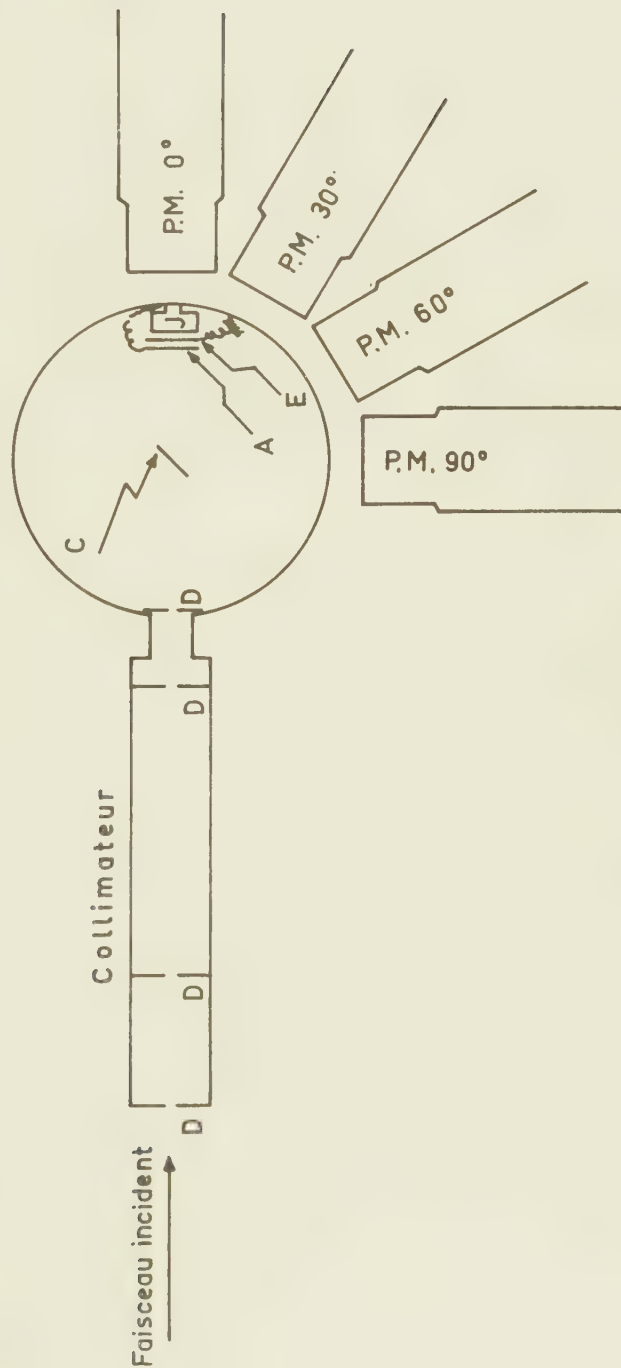


Fig.1

# SPECTROMETRE MULTICOMPTEUR



La gamma d'énergie dans les deux spectres pouvant devenir très étendue, une limitation peut être imposée par la capacité de la mémoire des analyseurs multicanaux. Cette limitation peut être évitée si on dispose d'un ordinateur en ligne. Dans ce cas, différentes solutions sont possibles.

$\alpha$ ) On enregistre directement les événements au fur et à mesure qu'ils arrivent dans les mémoires rapides de l'ordinateur. Dans notre cas, on dispose d'une IBM 1800, avec des interfaces mises au point par le SERVICE ACQUISITIONS DONNEES du C.R.N., qui nous permettait de disposer de 16000 mémoires pour le stockage.

$\beta$ ) Seule une partie des événements convertis sont retenus et stockés en mémoires rapides. Cela peut se faire à l'aide d'un programme qui place des fenêtres sur le spectre de l'une ou de l'autre des deux dimensions.

$\gamma$ ) Le tri des événements convertis est fait de telle façon que ceux dont le taux est le plus élevé sont stockés en mémoires rapides et les autres enregistrés sur des bandes magnétiques et traités par la suite. Cette solution permet de disposer d'un nombre considérable de canaux pour une analyse biparamétrique.

Nous avons utilisé les méthodes  $\alpha$  et  $\beta$ .

Une deuxième limitation d'ordre électronique est déterminée par les fluctuations en temps en fonction de l'amplitude (et donc de l'énergie des événements détectés) des signaux des deux détecteurs particule et gamma au niveau des seuils des discriminateurs rapides.

Deux contraintes contradictoires s'imposent : avoir un temps de résolution suffisamment long dans les circuits de coïncidences rapides pour avoir une efficacité de coïncidence égale pour des événements d'énergie différente et avoir un temps de résolution



suffisamment court pour que le rapport des coïncidences fortuites sur les coïncidences vraies soit suffisamment petit.

Pour réduire au minimum ces fluctuations, on s'est efforcé d'avoir pour nos détecteurs gamma (des scintiblocs Quartz et Silice à haute résolution type 76 S 7 composés de scintillateurs NaI(Tl) de 3" x 3" et des photomultiplicateurs R.C.A. 8054) des amplificateurs à très fort gain de telle façon que le seuil des discriminateurs rapides soit (en énergie) le plus bas possible.

On a obtenu un niveau de discrimination de l'ordre de 10 keV.

Dans notre cas (temps de résolution inférieur à 5 ns) l'approximation de POST et SCHIFF <sup>(25)</sup> est suffisante et, nous limitant au premier terme de sa formule, nous obtenons :

$$t_{100 \text{ KeV}} = \frac{10 \text{ KeV}}{100 \text{ KeV}} \cdot 230 \text{ ns} = 23 \text{ ns} \quad \begin{array}{l} 230 \text{ ns} = \text{temps de décrois-} \\ \text{sance du scintillateur} \\ \text{NaI(Tl)} \end{array}$$

$$t_{1000 \text{ KeV}} = \frac{10 \text{ KeV}}{1000 \text{ KeV}} \cdot 230 \text{ ns} = 2,3 \text{ ns}$$

Il faut donc, par exemple, un temps de résolution supérieur à 21 ns pour analyser une plage d'énergie allant de 100 KeV à plusieurs MeV. Les fluctuations en temps dues au détecteur Si à barrière de surface ne peuvent pas être calculées de façon simple, mais on peut <sup>(26)</sup> montrer que le temps de montée du signal a une dépendance assez forte du rapport R/W, où R est le parcours de la particule dans le détecteur et W l'épaisseur de la zone désertée.

Il s'ensuit que des particules  $\alpha$  et des protons de même énergie donneront, à énergie égale des rayonnements  $\gamma$  émis en coïncidence à des retards différents.

Le schéma électronique du spectromètre multicompteur est représenté dans la figure 2. Un convertisseur temps amplitude (C.T.A.) avec une plage de conversion de 100 ns, branché sur un analyseur 400 canaux précédemment calibré, nous a permis de contrôler en permanence le spectre de temps, de la jonction en coïncidence avec l'un des 4 photomultiplicateurs sélectionnés à l'entrée du circuit OR. Dans la figure 3 sont présentés les résultats d'une étude faite à l'aide de la





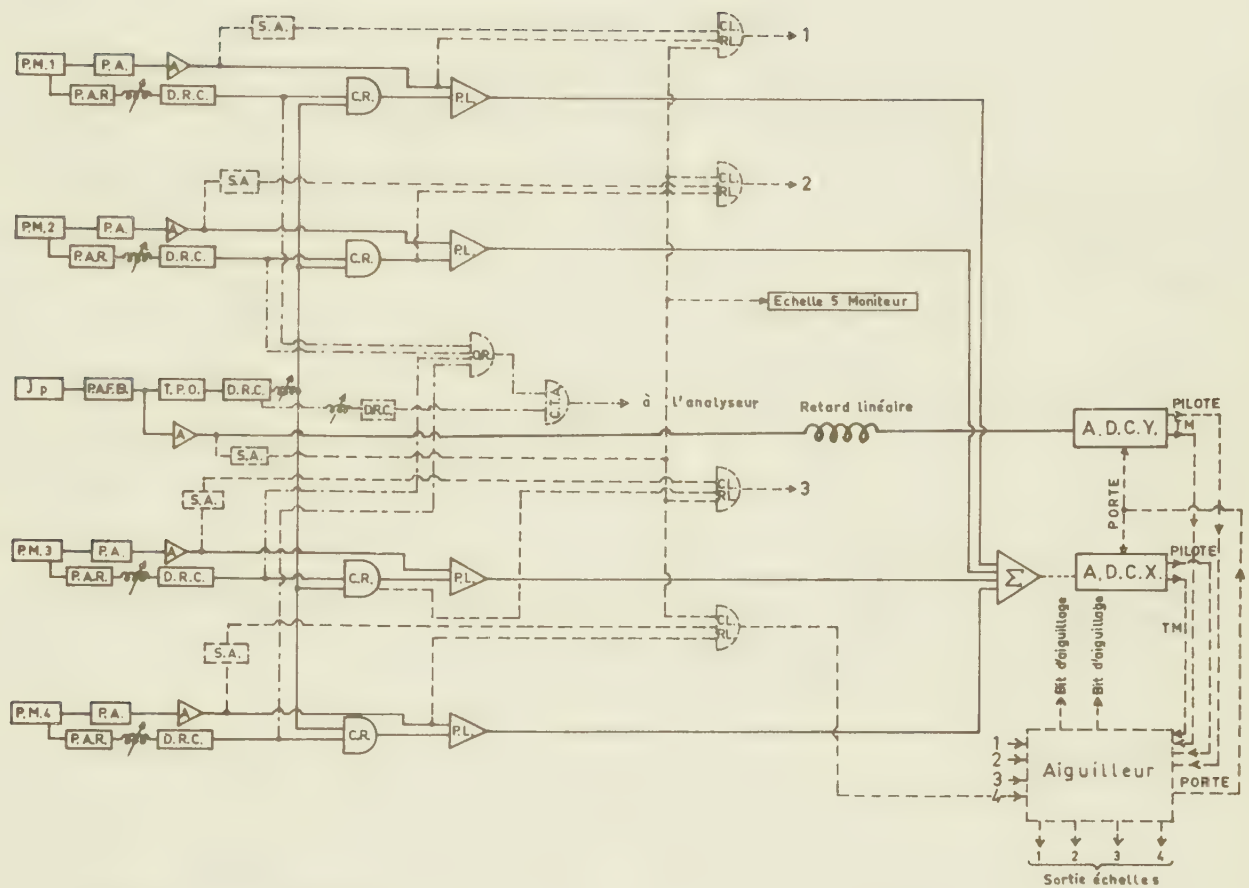


Fig. 2 : SCHEMA ELECTRONIQUE DU SPECTROMETRE MULTICOMPTEUR

- |                                                   |                                        |
|---------------------------------------------------|----------------------------------------|
| [P.A.] préamplificateur                           | [P.A.R.] préamplificateur rapide       |
| [A] amplificateur                                 | [D.R.C.] discriminateur rapide         |
| [P.L.] porte linéaire                             | [C.R.] coïncidence rapide              |
| [Σ] amplificateur de somme                        | [C.T.A.] convertisseur temps amplitude |
| [A.D.C.] convertisseur digitale analogique        |                                        |
| [S.A.] selecteur mono canal                       |                                        |
| [C.L.R.L.] coïncidences lentes et retards logique |                                        |



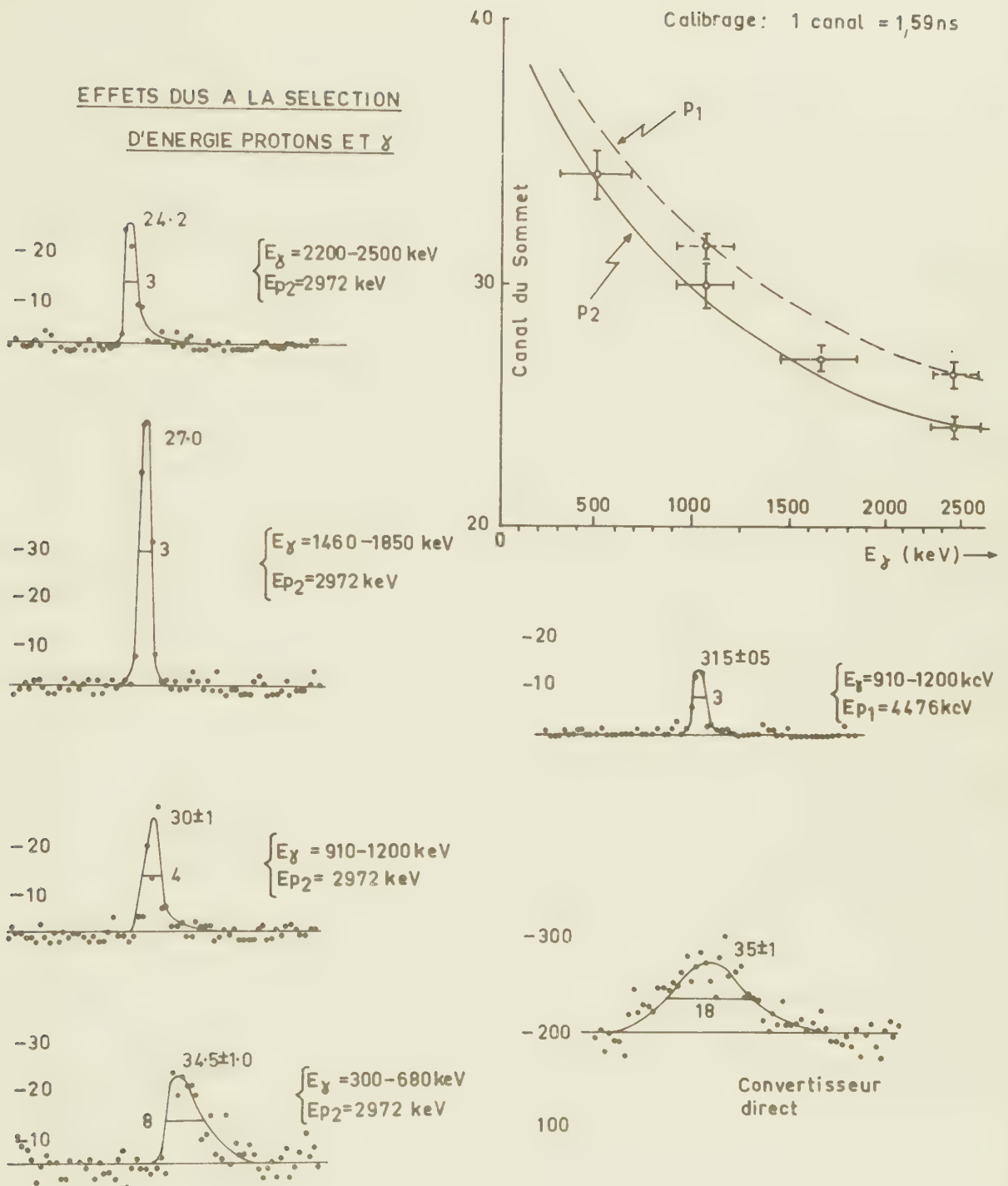


Fig.3



réaction  $^{12}\text{C}(^3\text{He}, p)^{14}\text{N}$  en plaçant différentes sélections d'énergie sur la voie des particules (groupe  $p_1$  ou  $p_2$ ) et sur le spectre des  $\gamma$  émis en coïncidence. On voit que les fluctuations en temps dues aux variations de l'énergie des protons sont négligeables devant les fluctuations dues aux sélections d'énergie gamma.

Pour nos mesures, nous avons choisi un temps de résolution de 35 ns. (largeur totale à mi-hauteur).

Pour traiter le cas 2, on a utilisé pour détecter les rayonnements gamma un détecteur GeLi en raison de sa haute résolution. Les problèmes de fluctuations de temps dans le cas des coïncidences entre un détecteur Si à barrière de surface et un GeLi sont nettement plus difficiles à résoudre, les fluctuations dans ce deuxième étant fonction de la taille et de la forme du détecteur. Le taux de comptage admis dans les diodes GeLi étant inférieur à celui des photomultiplicateurs, des temps de résolution plus longs peuvent être acceptés (le rapport fortuites sur vraies étant suffisamment petit). De ce fait, des temps de résolution supérieurs à 50 ns ont été choisis permettant l'utilisation du montage électronique représenté à la figure (4) qui est intéressant pour sa plus grande simplicité dans les réglages. Ici un sélecteur d'amplitude rapide (S.A.R.) du type ORTEC 420 permet, par la détection du passage à zéro et avec un choix convenable des constantes d'intégration et de différenciation de l'amplificateur linéaire qui le précède (ORTEC 410), d'établir pour un signal de générateur dont l'amplitude varie d'un facteur 50 (c'est-à-dire plus que dans le cas de l'expérience) un déplacement en temps de  $\pm 5$  ns. Nous avons contrôlé avec un convertisseur temps-amplitude la largeur minimum de la courbe de résolution admissible. Les réglages des retards entre les deux voies peuvent se faire facilement à l'aide des retards variables incorporés dans l'unité ORTEC 420. On voit que ce montage des circuits de coïncidences du type "rapide-rapide" est plus simple et plus compact pour le cas d'une mesure bidimensionnelle.



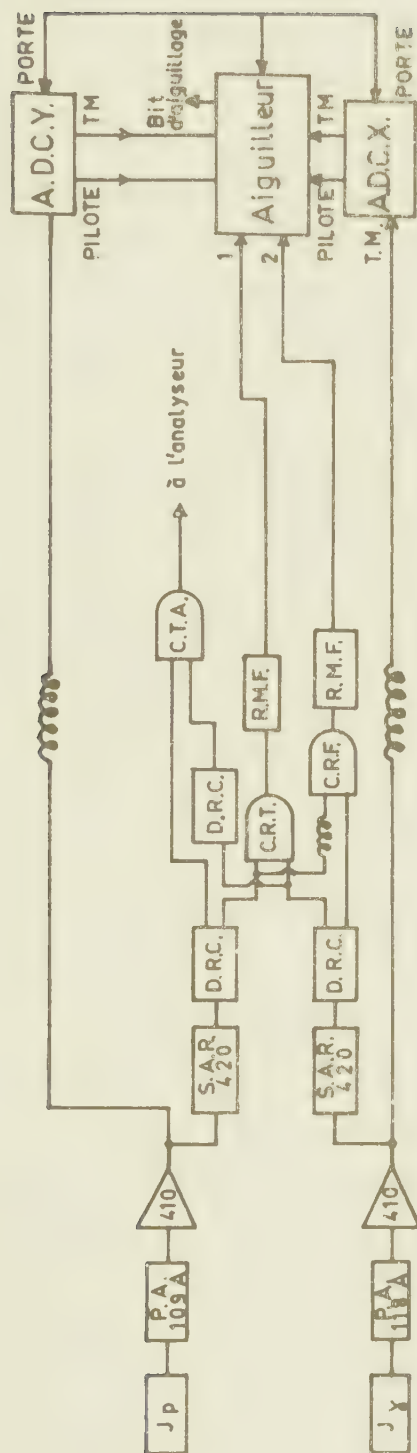


Fig.4 : SCHEMA ELECTRONIQUE DU MONTAGE JUNCTION -JONCTION

|                  |                                   |       |                                |
|------------------|-----------------------------------|-------|--------------------------------|
| [PA]             | préamplificateur                  | [SAR] | selecteur monocanal rapide     |
| 410              | amplificateur                     | [DRC] | discriminateur rapide          |
| [RMF]            | retard mise en forme              | [CRT] | coïncidences rapides totales   |
| [CTA]            | convertisseur temps amplitude     | [CRF] | coïncidences rapides fortuites |
| [ADCX]<br>[ADCY] | convertisseur analogique digitale |       |                                |





## II.2 Mesure des corrélations $\gamma - \gamma$ par le spectromètre multicompteur

Le montage à 4 compteurs à scintillation, décrit plus haut (fig. I et fig. 2) peut facilement être modifié pour mesurer les corrélations  $\gamma - \gamma$  par la méthode L.F.I. Il suffit en effet de remplacer le détecteur semi-conducteur placé à l'intérieur de la boîte de cible par un photomultiplicateur supplémentaire placé à l'extérieur sur l'axe x ou y d'un trièdre trirectangle direct ayant pour axe z la direction du faisceau, pour pouvoir mesurer les 4 géométries de L.F. <sup>(4)</sup> I, VII ou II, VI respectivement. Une autre disposition des 5 compteurs permettrait de mesurer aussi les géométries III et IV, mais 4 géométries sont dans beaucoup de suffisantes pour déduire les spins des niveaux émetteurs et les coefficients de mélange des rayonnements gamma de la cascade. Le 5ème photomultiplicateur était du même type que les autres ; dans le montage électronique de la fig. 2, la partie spécialisée pour jonction a été remplacée par une voie de compteur à scintillation. Avec ce choix, on utilise nécessairement la méthode d'analyse en géométries qui sera décrite plus bas.

### Méthode pour la mesure des largeurs réduites dans les réactions de capture ( $P, \gamma$ )

Dans une réaction de capture radiative, la dispersion en énergie d'un rayonnement  $\gamma$  est liée à la largeur réduite de la résonance. Si la mesure du spectre d'énergie du rayonnement gamma est faite avec un spectromètre dont la résolution en énergie est inférieure à la largeur de la résonance; la détermination de la résolution en énergie du spectre gamma sera égale à une mesure de  $\Gamma^{(27)}$ . Les détecteurs GeLi sont des spectromètres à très haute résolution et celui dont on a pu disposer avait un volume de  $65 \text{ cm}^3$  et une



résolution de 14,3 KeV à 8,15 MeV. Les réactions de capture radiative étant d'une façon générale fortement exothermiques et donc les rayons  $\gamma$  très énergétiques, la contribution au fond des rayonnements électromagnétiques externes tels que les rayons x, par exemple, sera faible.

Les possibilités de cette méthode ont été étudiées par le doublet à 7,48 et 7,56 MeV du  $^{10}\text{B}$ , alimenté par la réaction  $^9\text{Be}(p, \gamma)^{10}\text{B}$ . Le premier niveau, obtenu par la résonance  $E_p = 991 \pm 1,4 \text{ keV}$ ,  $\Gamma_{\text{lab}} = 89 \pm 3 \text{ keV}$ , se désexcite principalement vers le niveau fondamental. Le deuxième niveau, obtenu par la résonance  $E_p = 1083,7 \pm 0,7 \text{ keV}$ ,  $\Gamma_{\text{lab}} = 3,8 \pm 0,3 \text{ keV}$ , décroît principalement vers le premier niveau excité d'énergie 717 keV <sup>(28)</sup>. Nous avons bombardé une cible épaisse de Be à l'énergie de 1132 KeV, juste supérieure à l'énergie de la deuxième résonance. Le schéma des niveaux et une partie du spectre gamma sont représentés dans les figures 5 et 6. Les largeurs des pics de deuxième échappement des rayons gamma de 7,5 et 6,9 MeV sont respectivement (fig.6) de  $87 \pm 5 \text{ KeV}$  et  $15,7 \pm 3 \text{ KeV}$ . Le proton incident perd l'énergie dans la cible jusqu'à ce qu'il ait atteint l'énergie de résonance, à ce moment il est capturé par le noyau qui émet un rayonnement. L'élargissement du pic du rayonnement gamma de 6,9 MeV est uniquement dû à la résolution du détecteur.

L'asymétrie dans la forme du pic gamma de 7,6 MeV peut être expliquée par le fait que le proton d'énergie I (fig. 5) peut parcourir une distance plus longue que le proton d'énergie II pour une même perte d'énergie  $\Delta E$  parce que

$$\left( \frac{\Delta E}{\Delta x} \right)_I < \left( \frac{\Delta E}{\Delta x} \right)_{II} \quad \text{donc} \quad (\Delta x)_I > (\Delta x)_{II}.$$



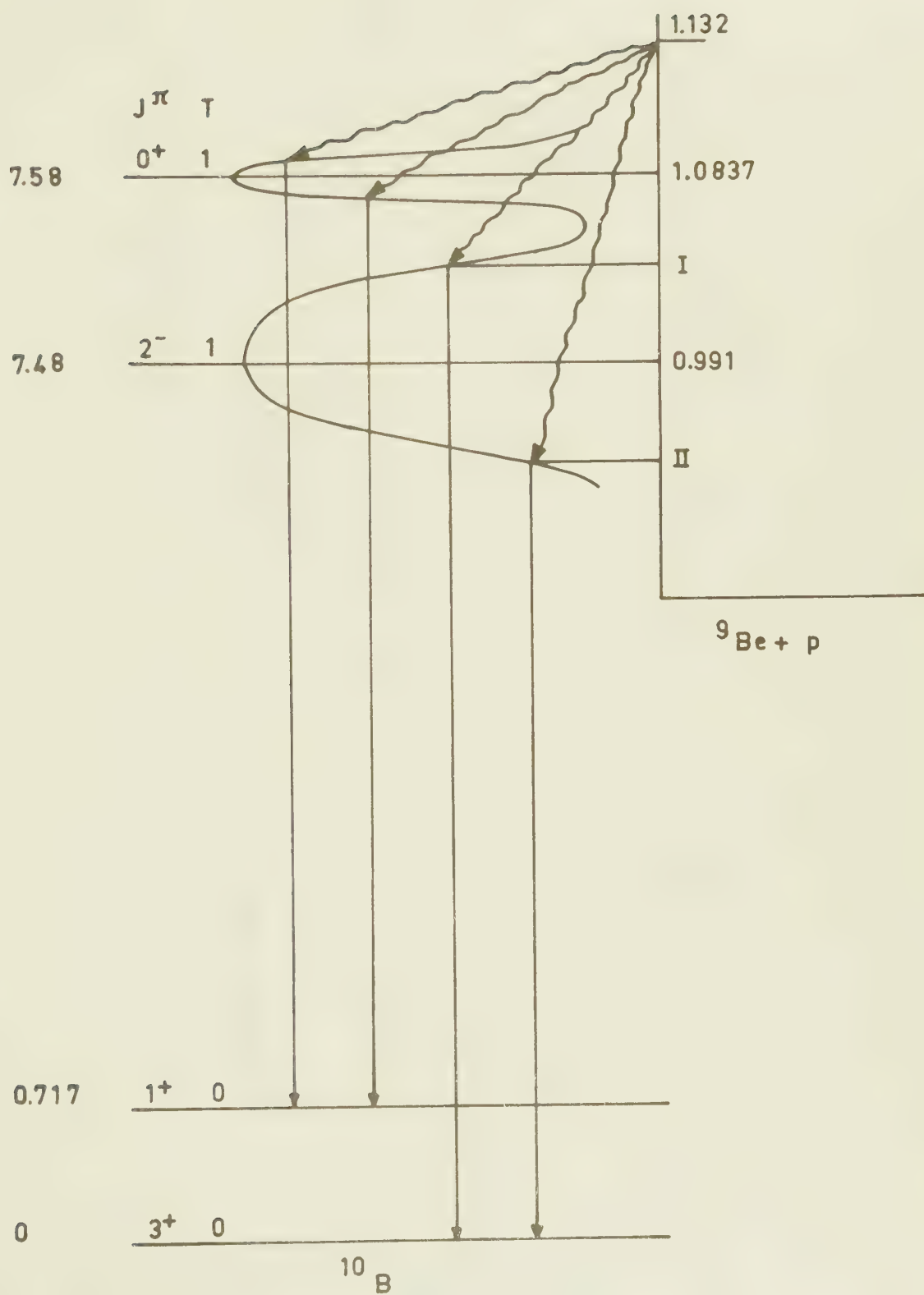


Fig. 5



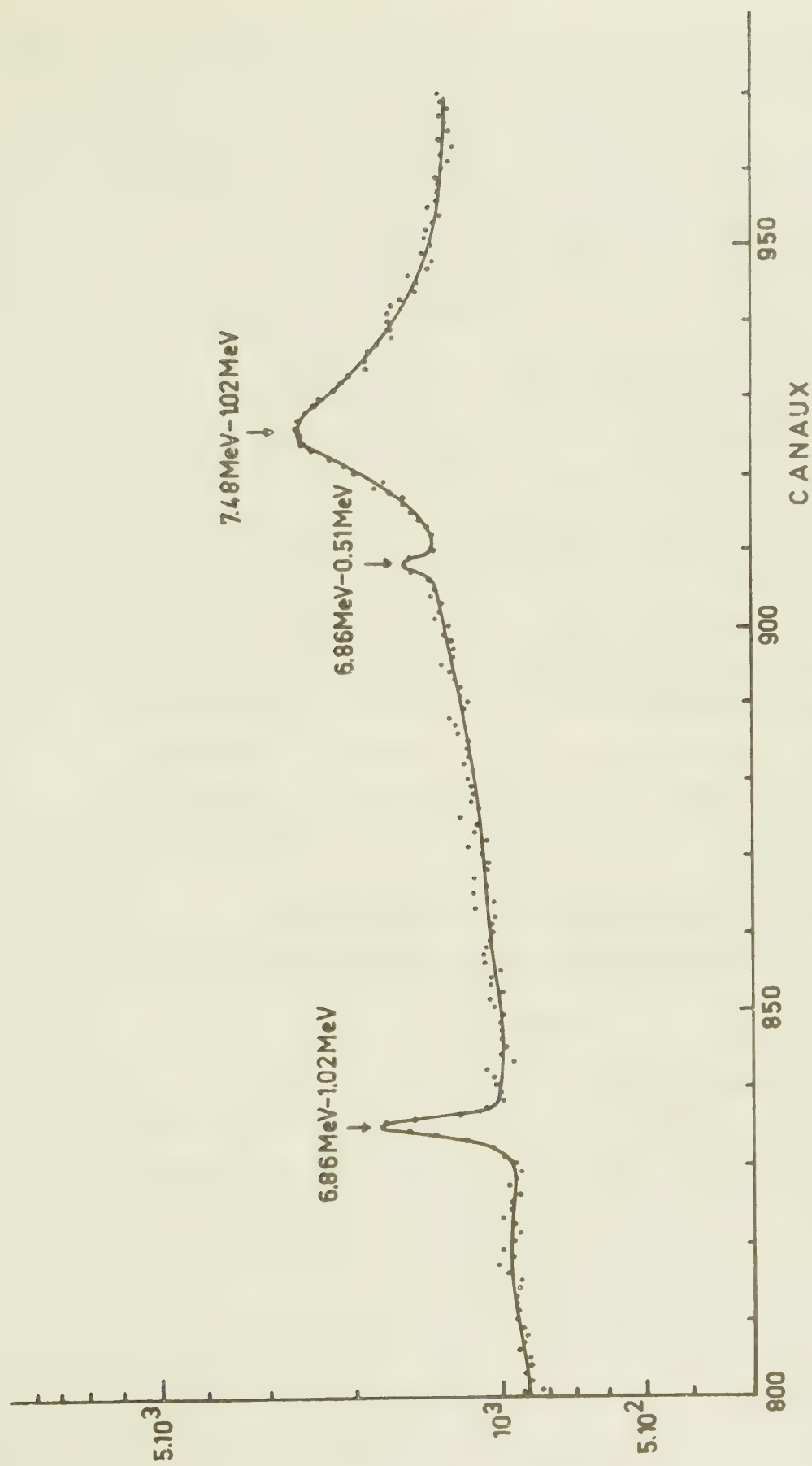


Fig. 6





Il s'ensuit que l'épaisseur effective de la cible pour le proton I est plus grande que celle pour le proton II.

Deux critiques peuvent être formulées à cette méthode qui permettrait de mesurer les largeurs de plusieurs résonances à la fois avec une cible épaisse :

1°) Le pic du deuxième échappement se trouve sur un fond Compton important ce qui introduit des erreurs non négligeables dans l'appréciation de la largeur du pic. Les progrès constants dans la technique de construction des diodes coaxiales de grande taille avec l'élimination de la zone inerte améliore (29) considérablement le rapport pic à Compton et permettront d'obtenir de meilleurs spectres que celui de fig. 6.

2°) Deux rayons  $\gamma$  de la même résonance se désexcitant vers deux niveaux différents pourraient être pris pour deux rayons gamma dus à la désexcitation vers le niveau fondamental de deux résonances différentes. L'application de la règle de Ritz et une variation de l'énergie de bombardement peuvent facilement éliminer cette éventualité.

#### II.4 Méthode des coïncidences retardées pour la mesure bidimensionnelle avec ordinateur en ligne des corrélations perturbées

Pour la détermination du facteur gyromagnétique d'un état excité, la mesure de la fonction de corrélation angulaire en fonction du temps  $W(\theta, H, t)$ , est une méthode très intéressante, grâce aux contrôles internes qui sont possibles. Les conditions suivantes ont été réalisées dans cette expérience (fig. 7)

- Un champ magnétique intense a été appliqué perpendiculairement au plan de distribution angulaire, défini par la direction du faisceau et la direction de détection des photons de désexcitation. Ce champ était produit par un électroaimant type LMM 110, fabriqué



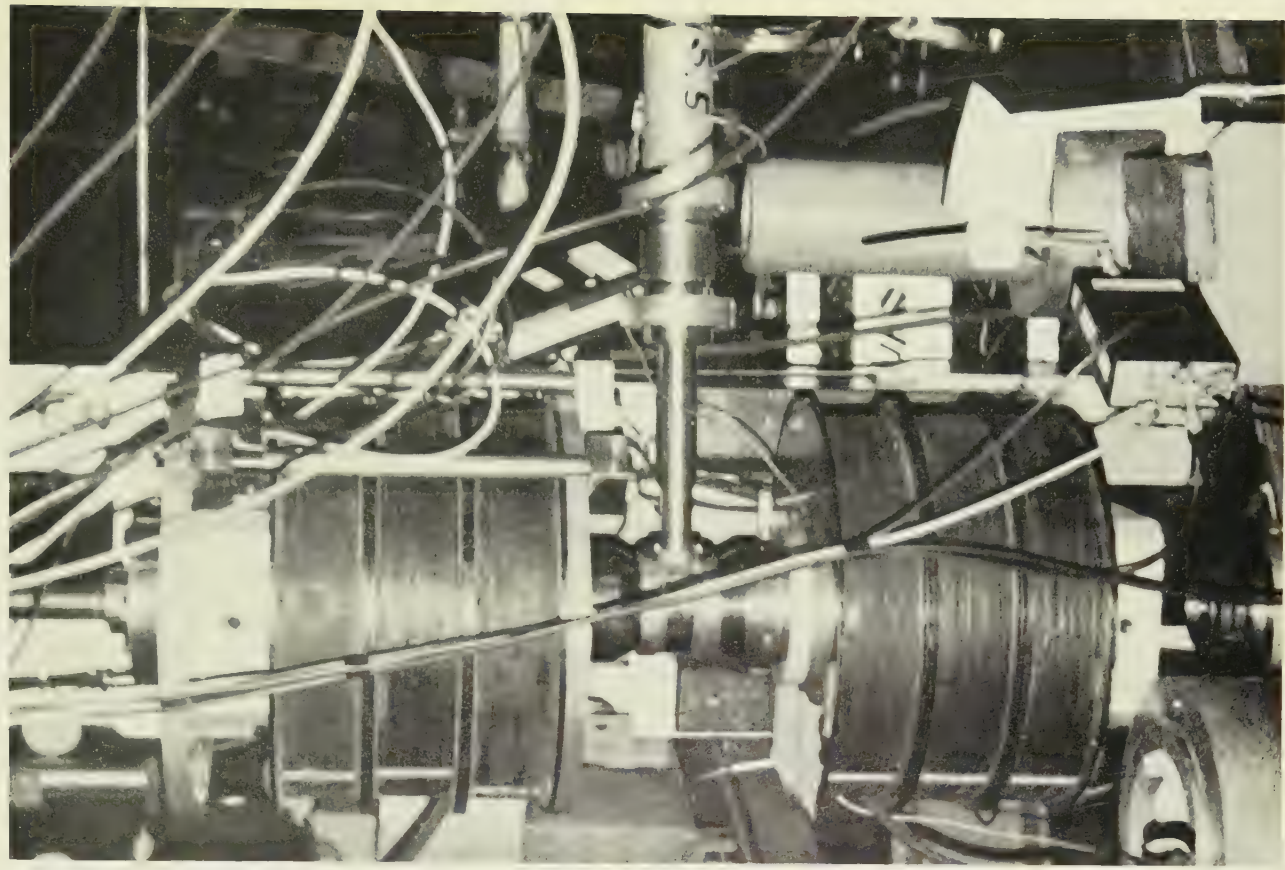
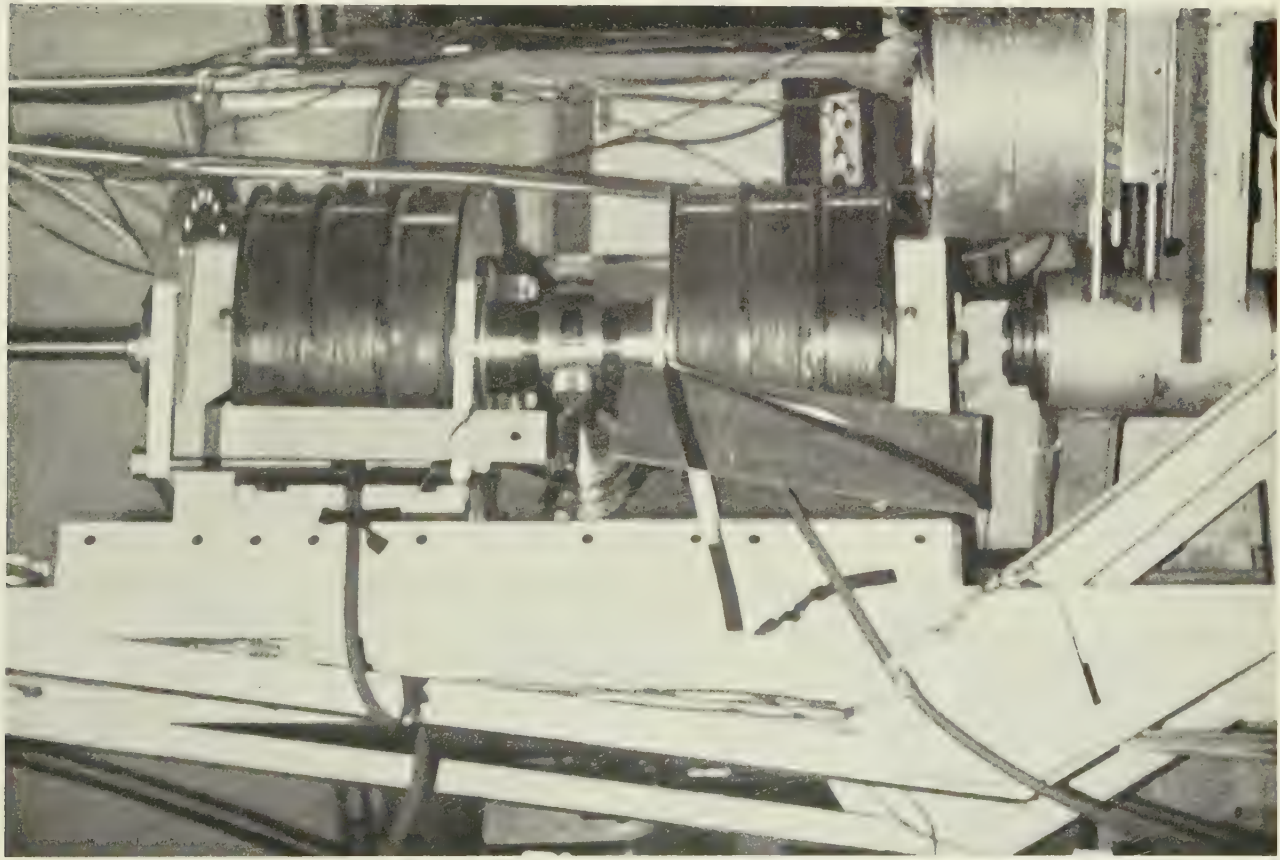


Fig. 7 : Montage expérimental pour la mesure des corrélations perturbées avec faisceau pulsé.





par "LE MATERIEL MAGNETIQUE" donnant un champ maximum de 15 K Gauss pour un courant de 12 A. Les variations du champ en fonction du courant d'excitation sont représentées à la figure 8 .

- Les rayonnements  $\gamma$  étaient observés à l'aide d'un détecteur Ge-Li de 4,5 cc, choisi pour son petit volume (détection préférentielle des rayonnements  $\gamma$  peu énergétiques et son excellente résolution en énergie (4 KeV) et en temps (environ 9 ns pour 240 keV) due à sa structure "planar". Ce détecteur était placé sur le bras mobile d'une table de corrélation angulaire, pour pouvoir être placé à différents angles  $\theta$ .

- Le temps d'émission était défini par l'utilisation du système de pulsation H.V.E.C. de l'accélérateur Van de Graaff 5,5 MeV du C.R.N. La durée des impulsions, 4ns pour des protons, est parfaitement adaptée à la résolution du détecteur et à la vie moyenne du niveau étudié. Le signal convenablement amplifié d'une prise capacitive H.V.E.C., interposée sur le trajet du faisceau immédiatement après l'aimant de distribution, qui donnait l'origine du temps, était dirigé sur l'entrée STOP d'un convertisseur temps-amplitude du type ORTEC 437, dont la plage de conversion était de 200 ns. Le signal du détecteur était appliqué à l'entrée START ; cette façon de faire charge le moins possible le convertisseur puisque très peu d'impulsions de faisceau dont la fréquence est de 5 MHz donnent des rayonnements  $\gamma$  détectés. Notons que la méthode habituelle des coïncidences différées réduit l'efficacité de détection par l'introduction d'un deuxième compteur destiné à fournir le signal  $t = 0$  par la détection d'une "radiation-mère", et sélectionne ainsi une cascade d'une réaction particulière ; ces deux inconvénients disparaissent en faisceau pulsé si l'on mesure le spectre d'énergie en même temps que le spectre de temps.

- Les données étaient enregistrées sous plusieurs formes : Deux analyseurs unidimensionnels stockaient, l'un le spectre d'énergie d'un compteur fixe (une jonction Ge-Li de 9 cc) en coïncidence avec les impulsions du faisceau correctement détectées,



l'autre, le spectre de temps du compteur mobile déclenché par une fenêtre étroite placée sur le pic étudié (240 KeV) du spectre d'énergie; le premier spectre servait à la normalisation (moniteur), le second à un dépouillement rapide et au contrôle de bon fonctionnement. La mesure principale consistait à stocker la distribution bidimensionnelle énergie-temps du compteur mobile.

La figure 9 montre un spectre de ce type enregistré en 128 x 128 canaux (16 K) avec le système d'acquisition de données ESTER du C.R.N. qui comprend un ordinateur I.B.M. 1800 en ligne. Ce spectre a été obtenu dans un champ nul, en bombardant une cible de  $\text{CaF}_2$  (épaisseur  $100 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ ) avec des protons de 4,72 MeV. On perçoit très nettement : la dérive du "zéro électrique" (centre de gravité des courbes de résolution prompte) en fonction de l'énergie, qui est une caractéristique du système de détection utilisé ; les pics correspondant à des rayons  $\gamma$  prompts (principalement les rayons  $\gamma$  de 136,2 165,2 et 301,4 KeV provenant de l'excitation coulombienne du support de cible en tantale, et les rayons  $\gamma$  de 109,9 KeV obtenus dans la diffusion inélastique sur le fluor) ; deux transitions "retardées" : la ligne à 197 KeV du  $^{19}\text{F}$  (dont la vie moyenne  $\tau = 120,9 \pm 2,3$  ns produit un dépassement de la base de temps), et la ligne étudiée,  $E_\gamma = 238,4$  KeV. La vie moyenne des niveaux émettant ces deux transitions peut être déduite de ces spectres : la figure 9 donne une idée du fond des coïncidences fortuites, principalement les rayons  $\gamma$  d'annihilation, et des coïncidences vraies, principalement dû aux rayons  $\gamma$  de la réaction  $^{19}\text{F} (p, \alpha) ^{16}\text{O}$ .

Dans l'expérience réelle (avec champ non nul), pour éviter de stocker des données inutiles tout en conservant une expansion raisonnable, les spectres énergie x temps de 128x128 canaux étaient condensés, en 64 x 64 canaux (4 K). Cette opération était effectuée en temps réel (méthode  $\beta$ ) grâce à deux fenêtres numériques conservant les régions entourant les pics à 136 et 240 KeV, programmées en "langage machine" par MM. ZEN et MUSER, et ceci pratiquement sans perte de temps actif.

Grâce aux conseils de l'équipe acquisition de données, un programme de réduction de ces spectres 4 K a été écrit en FORTRAN.





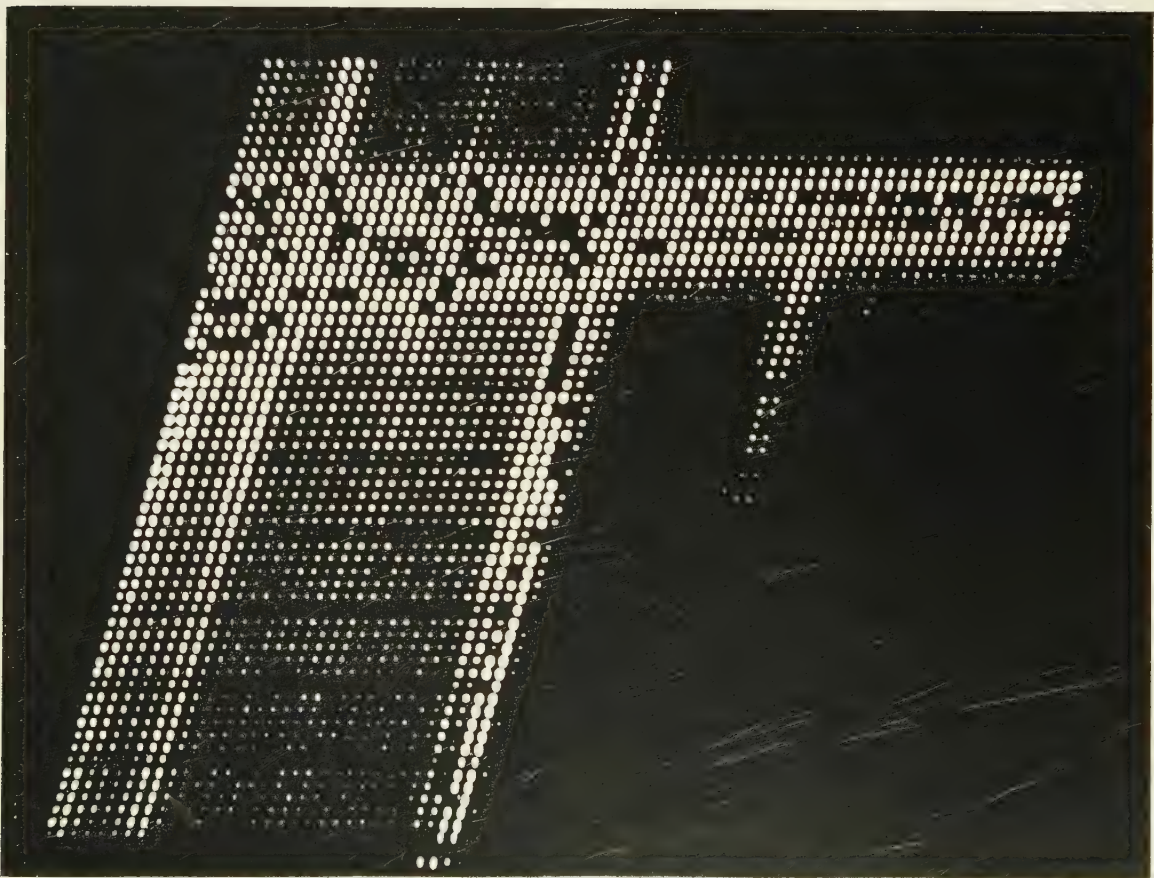
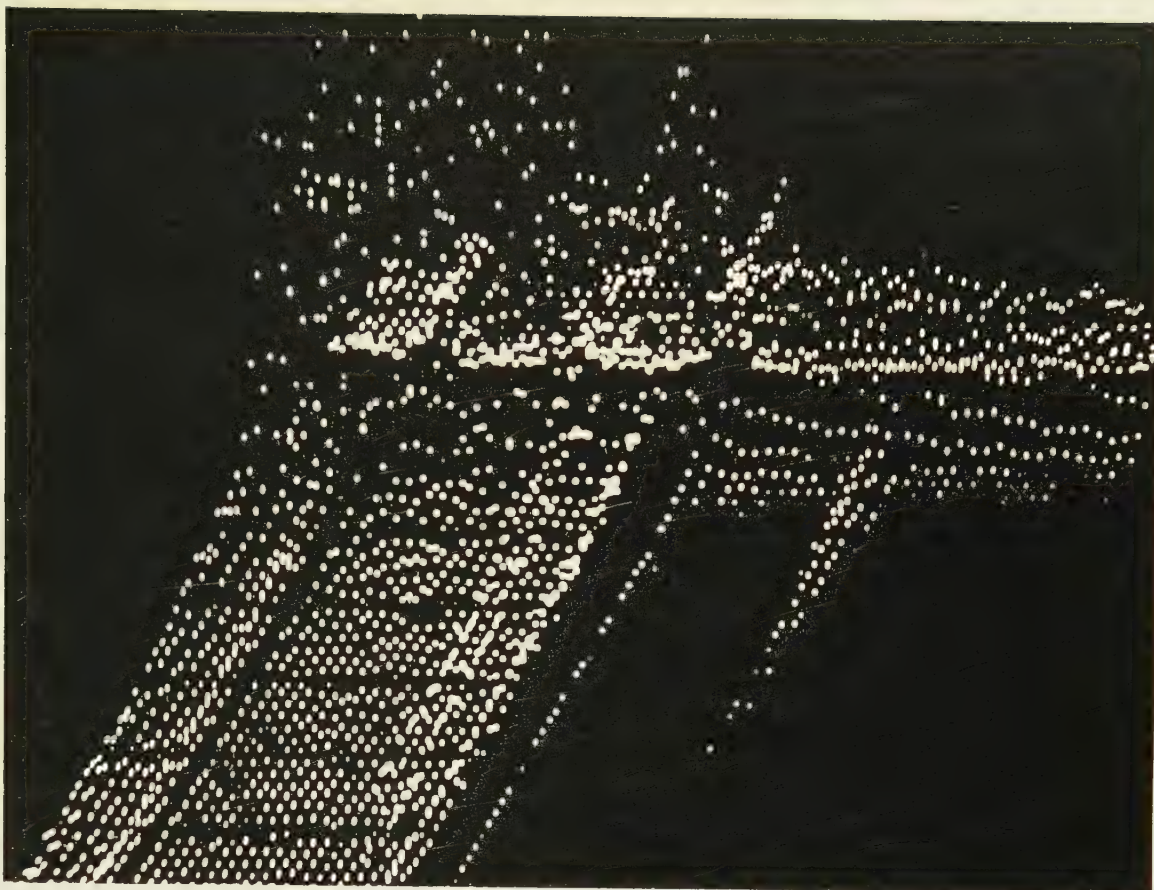


Fig. 9 : Spectre bidimensionnel énergie-temps en 128 x 128 canaux.



Stocké sur disque, ce programme pouvait être appelé dès la fin d'une mesure. Les paramètres définissant 4 fenêtres d'énergie (régions d'intérêt et fenêtres du fond) et 2 fenêtres de temps, étaient stockés en mémoire rapide ou lus par carte. La stabilité en énergie et en temps était exprimée par les centres de gravité des spectres corrigés, relatifs au pic de 136 KeV. Le spectre de temps corrigé  $S(T)$  et les erreurs  $DS(T)$  étaient calculés pour le pic à 240 KeV. Les résultats étaient imprimés et éventuellement mis en cartes pour le traitement ultérieur.

Chaque spectre  $S(T)$  représente une mesure pour un angle donné de la fonction  $W(\theta, H, t)$ . Plusieurs cycles de 7 angles ont été mesurés. Les résultats cumulés et normalisés, pour chaque valeur du temps  $T$ , étaient analysés par une méthode de moindres carrés en prenant comme fonction forme :

$$W(\theta) = \sum_K A_K P_K [\cos(\theta - \Delta\theta)]$$

$$\Delta\theta = \omega_B t + \varphi \quad \omega_B = -B\mu/\hbar I = -g\mu_N B/\hbar$$

où  $\omega_B$  est la fréquence de Larmor,  $B$  le champ magnétique appliqué,  $g$  le facteur gyromagnétique et  $\mu_N$  le magnéton nucléaire ( $\mu_N = 5,05 \cdot 10^{-24}$  erg/gauss).

## II.5 Analyse des spectres bidimensionnels énergie-énergie

Pour l'analyse des spectres bidimensionnels des corrélations particule -  $\gamma$  et  $\gamma$  -  $\gamma$  on a mis au point un programme en FORTRAN IV qui permettait de placer des fenêtres sur l'une des dimensions et de sommer tous les spectres de l'autre dimension compris à l'intérieur de cette fenêtre. Par exemple, dans le cas d'une corrélation particule gamma, en plaçant une fenêtre sur un pic de particules et en faisant la somme de tous les spectres gamma qui sont à l'intérieur de cette fenêtre, on obtient le spectre gamma en coïncidence avec le





groupe de particules en question. Si ce spectre gamma, qui peut comprendre plusieurs pics, a une expansion telle que plusieurs canaux sont compris dans chacun des pics, une analyse par le programme gamma-polynôme était effectuée. Autrement la détermination des aires des pics gamma était faite en faisant la somme du contenu des canaux du pic et en déduisant le fond éventuel par une somme sur un nombre égal de canaux de fond à la gauche et à la droite de ce pic.

## II.6 Programme gamma-Polynôme (30)

Ce programme a été écrit pour pouvoir analyser d'une façon automatique des spectres gamma détectés avec un compteur à scintillation. Une distribution gaussienne s'est révélée être une bonne approximation pour la distribution en énergie d'un pic gamma photoélectrique ou de premier ou deuxième échappement. Ce pic peut se trouver sur un fond dû soit à une contribution Compton des rayons gamma d'énergie plus élevée soit à une contribution Compton du gamma lui-même, soit à des rayonnements X provenant de l'accélérateur. Il s'ensuit que la forme de ce fond est très liée aux conditions expérimentales particulières dans lesquelles le spectre gamma est mesuré.

Une coupure convenable de la partie du spectre à analyser permet de l'ajuster par une méthode de moindres carrés avec une fonction forme dont la contribution de fond n'est qu'une approximation très partielle de sa forme réelle. Nous avons choisi pour la fonction du fond un polynôme qui peut être pensé comme un développement en série de Taylor autour du centre du pic gamma d'une fonction plus compliquée.

La fonction forme choisie était donc :

$$y_i^{th} = \underbrace{a_1 \exp \left[ \frac{x_i - a_2}{a_3} \right]}_{\text{gaussienne}} + \underbrace{a_4 + a_5 x_i + a_6 x_i^2 + \dots}_{\text{polynôme}}$$



et en appliquant la méthode des moindres carrés, dans laquelle on définit :

$$\chi^2 = \frac{1}{n_m - n_p} \sum_{i=1}^{n_m} p_i \left( y_i^{th} - y_i^{exp} \right)^2$$

$$p_i = \frac{1}{\sigma^2(y_i^{exp})} = \frac{1}{(y_i^{exp})^2}$$

$n_m$  = nombre points expérimentaux

$n_p$  = nombre paramètres à déterminer

On obtiendra la valeur des inconnues en résolvant les équations :

$$\frac{\partial \chi^2}{\partial a_K} = 0 \quad K = 1 \dots \dots \dots n_p$$

Pour obtenir des équations normales linéaires, nous avons utilisé un développement en série de Taylor arrêté au premier ordre, autour de valeurs approchées  $a_2^0$  et  $a_3^0$ . Une troisième valeur approchée  $a_1^0$  était nécessaire pour calculer les dérivées

$$\frac{\partial y_i^{th}}{\partial a_K} \quad K = 2, 3$$

Un processus itératif était combiné à la solution des équations normales ainsi linéarisées jusqu'à obtenir les valeurs limites des séries convergentes :

$$a_1^0, a_1^1, a_1^2 \dots \dots \dots ; \quad a_2^0, a_2^1, a_2^2 \dots \dots \dots \text{ et } a_3^0, a_3^1, a_3^2 \dots \dots \dots$$

La solution des équations normales était réalisée par la méthode des matrices triangulaires de Banackiewicz<sup>(31)</sup>. La matrice inverse des équations normales, qui est la matrice des erreurs corrélées des paramètres  $a_j$  était aussi calculée par cette méthode.





Après une série d'essais pour déterminer la coupure et le degré du polynôme-fond optimal, toute une série de spectres pouvait être analysée très rapidement à l'ordinateur sans qu'aucun facteur subjectif puisse intervenir dans la détermination de l'aire des différents pics.

De bons résultats ont aussi été obtenus avec des spectres de jonction GeLi quand le nombre de points dans le pic était important. Et celui-ci est un résultat à souligner étant donné que la forme des pics gamma d'une diode GeLi présente une queue de forme exponentielle du côté basses énergies plus ou moins prononcée suivant la taille, la forme et la tension de polarisation de la diode.

#### II.7 Traitement des données de distributions et corrélations angulaires

La mesure des distributions et corrélations angulaires a été fractionnée en plusieurs cycles pour que la variation des conditions expérimentales, telle que, par exemple, la détérioration de la cible ou de la résolution des détecteurs ne puisse pas affecter quelques angles particuliers. Le spectre de chaque mesure était ensuite traité pour obtenir le nombre de coups réels correspondant, et son erreur. Dans le cas des spectres en coïncidences, une soustraction de coïncidences fortuites était faite, soit directement sur ce spectre, soit après sa réduction. Une normalisation d'intensité était ensuite faite (rapport Mobile/Fixe), en évaluant le nombre de coups réels du pic, le plus intense et le moins perturbé, du spectre d'un compteur fixe (moniteur).

Les valeurs moyennes ainsi obtenues doivent encore être corrigées pour les anisotropies instrumentales, provenant des défauts de centrage et des défauts de symétrie pour l'absorption des rayonnements. Ces deux corrections peuvent se faire en mesurant, aux mêmes angles, les distributions angulaires de rayonnements gamma isotropes produits par des réactions à très fort rendement. Les rayons



isotropes de 110 KeV de la réaction  $^{17}\text{F}(p,p')^{19}\text{F}$  à la résonance  $E_p = 1,422$  MeV, de 432 KeV de la réaction  $^{10}\text{B}(p,\alpha)^7\text{Be}$  à  $E_p = 1,5$  MeV, de 2138 KeV de la réaction  $^{11}\text{B}(p,p')^{11}\text{B}$  à  $E_p = 2,664$  MeV et de 3085 KeV de la réaction  $^{12}\text{C}(d,p)^{13}\text{C}$  à  $E_d = 1,435$  MeV sont dans un éventail d'énergies d'où il est facile de déduire le facteur de correction pour l'énergie du rayon gamma étudié. Les valeurs  $Y(\theta) \pm \sigma(\theta)$  ainsi normalisées et corrigées étaient ensuite analysées en polynômes de Legendre, dont le degré maximum est limité par le spin du niveau émetteur et la multipolarité de la radiation gamma émise. Un programme en Fortran pour ajuster par la méthode des moindres carrés ces valeurs expérimentales avec la fonction forme :

$$W(\theta) = \sum_K A_K P_K(\theta)$$

a été mis au point.

Les paramètres  $A_K$  de ce développement sont réduits du fait de l'étendue finie des compteurs. La correction de cet effet est faite à l'aide des coefficients d'atténuation  $Q_K$  définis par Rose<sup>(32)</sup>. Pour nos expériences, ces facteurs correctifs ont été calculés à l'aide d'un programme en Fortran IV mis au point par Disdier.

Notons que tous les coefficients  $A_K$  sont des combinaisons linéaires de toutes les données  $Y(\theta)$ , qui sont les sources d'erreurs statistiques. La matrice d'erreur  $\sigma_{kl}(\vec{A})$  n'est donc pas diagonale.

## II.8 Analyse des corrélations particule-gamma

Dans le premier chapitre, nous avons déduit pour la fonction de corrélation triple particule gamma mesurée par la méthode LFII, où l'axe de quantification est un axe de symétrie cylindrique, l'expression :

$$W(\theta) = \sum_K B_K(J_1) R_K(J_1) P_K(\cos \theta)$$

$$B_K(J_1) = \sum_{M_1=0}^{M_1=J_1} W(M_1) \rho_K(J_1 M_1)$$

ou 1/2



$$\rho_K(J_1 M_1) = (2 - \delta_{M_1 0}) (-)^{J_1 - M_1} (2J_1 + 1)^{1/2} \times (J_1 J_1 M_1 - M_1 \mid K 0)$$

Les  $W(M_1)$  sont les paramètres de population du sous-niveau magnétique  $M_1$  et les  $\rho_K(J_1 M_1)$  sont les coefficients tabulés par Poletti et Warburton<sup>(9)</sup>. Cette dernière formulation présente des avantages parce que dans les corrélations triples LF II, seulement les sous-niveaux  $M_1$  qui satisfont la relation :

$$|M_1| \leq J_C + S_b + S_s \quad (1)$$

$J_C$  = spin noyau cible

$S_b$  = spin particule bombardante

$S_s$  = spin particule sortante

sont peuplés.

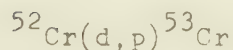
En effet, ayant choisi comme axe de quantification l'axe du faisceau, qui est aussi axe de symétrie cylindrique parce que la particule sortante est détectée à  $0^\circ$  ou à  $180^\circ$ , les projections sur cet axe des moments angulaires orbitaux des deux particules seront nulles. Il apparaît donc évident, que cette méthode de mesure est intéressante quand le spin du noyau cible est nul ou très petit, les spins de la particule entrante et sortante, étant aussi très petits.

Par exemple dans la réaction :



seuls les sous-niveaux  $M_1 = \pm 1/2$  sont peuplés, soit  $W(1/2) = W(-1/2) = 1/2$

Dans la réaction :



le cas est un peu moins favorable parce que  $J_C = 0 \quad S_b = 1 \quad S_s = 1/2$

et les deux sous-niveaux  $1/2$  et  $3/2$  peuvent être peuplés, soit

$W(1/2) + W(3/2) = 1/2$ . Si seulement un ou deux sous-niveaux

magnétiques sont alimentés, l'alignement du niveau émetteur gamma

peut être très important.



Les particules sortantes ont en réalité des composantes de moment angulaire orbital le long de l'axe de quantification non nulles à cause de l'ouverture angulaire du détecteur de particules. La correction à apporter à l'expression (1) a été calculée par LF<sup>(4)</sup> utilisant le formalisme de la matrice densité et de la matrice efficacité. Dans ce formalisme, la fonction de corrélation angulaire s'écrit :

$$W(\theta) = \text{Tr}(\rho \xi)$$

et la population du sous-niveau  $M_1$  pour une expérience dans laquelle la transition émise par le niveau  $(J_1 M_1)$  est en coïncidence avec la particule de moment angulaire orbital  $l_s$  et spin  $S_s$ .

$$W(M_1) = \sum_{l_s l'_s \lambda_s \lambda'_s} \langle J_1 M_1 | \rho | J_1 M_1 \rangle \langle S_s \sigma_s | \rho | S_s \sigma_s \rangle \times \\ \times \langle l_s \lambda_s | \epsilon | l'_s \lambda'_s \rangle \langle l'_s \lambda'_s | \epsilon | l_s \lambda_s \rangle. \quad (2)$$

Pour un compteur idéal placé sur l'axe du faisceau, on aura

$$\langle l_s \lambda_s | \epsilon | l'_s \lambda'_s \rangle = \hat{l}_s \hat{l}'_s \delta_{\lambda_s 0} \delta_{\lambda'_s 0}$$

Soit  $\langle l 0 | \epsilon | l' 0 \rangle$  l'élément de la matrice efficacité pour un compteur idéal placé sur l'axe du faisceau  $z$  et  $R = (\varphi, \theta, 0)$  une rotation qui transforme l'axe  $z$  dans une direction arbitraire, la matrice efficacité pour un compteur fini peut s'obtenir en interprétant  $\langle l \lambda | \epsilon | l' \lambda' \rangle$  comme l'efficacité pour un élément d'angle solide dans la direction  $R$

$$\langle l \lambda | \epsilon | l' \lambda' \rangle = D_{\lambda 0}^l(R) \langle l 0 | \epsilon | l' 0 \rangle D_{\lambda' 0}^{l'*}(R) \quad (R)$$

$$D_{\lambda 0}^l(R) = \frac{\sqrt{4\pi}}{\hat{l}} Y_{l \lambda}^* (\theta, \varphi) .$$





$\langle l_0 | \varepsilon | l'_0 \rangle$  sera une fonction des angles  $\theta$  et  $\varphi$ , donc on pourra écrire

$$\langle l_0 | \varepsilon | l'_0 \rangle = \hat{l} \hat{l}' \varepsilon(\theta, \varphi)$$

$$\langle l \lambda | \varepsilon | l' \lambda' \rangle = 4\pi \int \varepsilon(\theta, \varphi) Y_l^{\lambda*}(\theta, \varphi) Y_{l'}^{\lambda'}(\theta, \varphi) \sin \theta d\theta d\varphi$$

Si le compteur est à symétrie axiale  $\varepsilon(\theta, \varphi)$  ne dépendra plus de  $\varphi$  et l'intégration sur cet angle donnera  $\delta_{\lambda\lambda'}$  et les harmoniques sphériques se réduiront aux polynômes de Legendre associés  $P_l^{|\lambda|}(\theta)$ .

$$\langle l \lambda | \varepsilon | l' \lambda' \rangle = \hat{l} \hat{l}' \left[ \frac{(l-|\lambda|)! (l'-|\lambda|)!}{(l+|\lambda|)! (l'+|\lambda|)!} \right] \int \varepsilon(\theta) P_l^{|\lambda|}(\theta) P_{l'}^{|\lambda|}(\theta) \sin \theta d\theta$$

Si l'angle  $\xi$  sous-tendu par le détecteur est petit, on peut faire un développement en série de Taylor des polynômes de Legendre et en supposant :

$\varepsilon(\theta) = \varepsilon = \text{constante}$  pour  $0 \leq \theta \leq \xi$  on aura la relation :

$$\begin{aligned} \langle l \lambda | \varepsilon | l' \lambda' \rangle &\approx \frac{\varepsilon \xi^{2|\lambda|+2}}{2^{2|\lambda|+1} (|\lambda|+1)} \frac{\hat{l} \hat{l}'}{\left[ \frac{(l+|\lambda|)! (l'+|\lambda|)!}{(l-|\lambda|)! (l'-|\lambda|)!} \right]^{1/2}} \times \\ &\times \left[ 1 - \xi^2 \left\{ (l-|\lambda|)(l+|\lambda|+1) + (l'-|\lambda|)(l'+|\lambda|+1) \right\} / 4(|\lambda|+2) \right] \end{aligned}$$

Si on introduit cette formule dans l'expression (2), en remplaçant aussi les éléments de matrice densité qui y apparaissent par leurs définitions (4), on obtient :

$$\begin{aligned} W(M_1) &= \xi^2 \varepsilon \sum_{l_s l'_s} \left[ A(M_1 l_s l'_s 0) + \xi^2 \left\{ A(M_1 l_s l'_s 1) + \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + A(M_1 l_s l'_s -1) - (l_s(l'_s+1) + l'_s(l'_s+1)) A(M_1 l_s l'_s 0) / 8 \right\} \right] \end{aligned} \quad (3)$$



$$A(M_1 \ell_s \ell'_s \lambda_s) = \sum \frac{\hat{\ell}_b \ell'_b}{J_c^2 \hat{s}_b^2 \hat{s}_s^2} \frac{\hat{\ell}_s \hat{\ell}'_s}{2^2 |\lambda_s| + 1 (|\lambda_s|!)^2 (|\lambda_s| + 1)}$$

$$\times \left[ \frac{(\ell_s + |\lambda_s|)! (\ell'_s + |\lambda_s|)!}{(\ell_s - |\lambda_s|)! (\ell'_s - |\lambda_s|)!} \right]^{1/2} (s_1 \beta, \ell_b 0 | b \beta) (s_1 \beta, \ell'_b 0 | b' \beta)$$

$$\times (s_2 \Sigma_2, \ell_s \lambda_s | b \beta) (s'_2 \Sigma_2, \ell'_s \lambda_s | b' \beta) (J_1 M_1 s_s \sigma_s | s_2 \Sigma_2)$$

$$\times (J_1 M_1, s_s \sigma_s | s'_2 \Sigma_2) \langle s_1 \ell_b \| V \| b \rangle^* \langle s_1 \ell'_b \| V \| b' \rangle$$

$$\times \langle s_2 \ell_s \| V \| b \rangle \langle s_2 \ell'_s \| V \| b' \rangle^*$$

$S_1 = J_c + s_b$  et  $S_2 = J_1 + s_s$  sont les moments angulaires des voies d'entrée et de sortie et  $b = S_1 + \ell_b = S_2 + \ell_s$  le spin du niveau intermédiaire.  $V$  représente l'opérateur interaction entre cet état intermédiaire et les états initiaux et finaux  $|s_1 \ell_b\rangle$  et  $|s_2 \ell_s\rangle$ . Comme le montre l'équation (3) le terme  $A(M_1 \ell_s \ell'_s 0)$  représente seul, le cas du compteur idéal. Le terme  $\xi^2$  a été mis en facteur pour faire remarquer que la réponse du système est proportionnelle à l'aire du détecteur qui est à peu près égale à  $\xi^2$ . Si  $M_{1 \max}$  est la valeur maximale de  $M_1$  permise par la relation (1) la population du sous-niveau  $M_{1 \max} + 1$  sera proportionnelle à  $\xi^4$  et celle de  $M_{1 \max} + 2$  à  $\xi^6$ . Le calcul des coefficients  $A$  est possible seulement si on connaît le mécanisme de la réaction.

En pratique, on a intérêt à ajuster les données expérimentales corrigées  $Y(\theta) \pm \sigma(\theta)$  directement à la fonction  $W(\theta)$  par la méthode des moindres carrés. Les inconnues seront le coefficient de mélange  $\delta$  et les



populations  $W(M_1)$  jusqu'à  $W(M_{1\max})$ , avec une petite correction pour les populations des niveaux ayant  $M_1$  supérieur à  $M_{1\max}$ . Nous avons adopté cette méthode pour analyser nos résultats utilisant pour les calculs à l'ordinateur le programme en FORTRAN IV KCCP9 mis au point par Cooperman et J. Chevallier <sup>(33)</sup>. Les coefficients sont fournis comme des données, et incorporés à l'expression théorique  $W(\theta)$ .

On peut encore remarquer que cette correction des populations est, à angle solide égal, plus importante pour un compteur annulaire que pour un simple compteur circulaire. En effet, dans les compteurs annulaires (utilisés notamment pour la détection à  $180^\circ$ ), en plus du trou nécessaire pour le passage du faisceau, il y a toujours une couronne inerte de 2 mm environ autour de ce trou.

### II.9 Analyse des corrélations $\gamma$ - $\gamma$ mesurées par la méthode LFI

Une fonction de corrélation triple  $\gamma$ - $\gamma$  avec niveau initial orienté, telle qu'elle a été définie par Litherland et Ferguson peut être représentée par la relation suivante :

$$W(\theta_1, \theta_2, \varphi) = \sum_{KMN} a_{KM}^N x_{KM}^N(\theta_1, \theta_2, \varphi) \quad (4)$$

où  $\theta_1, \theta_2, \varphi$  sont les angles polaires et l'azimut relatif des directions d'émission  $\vec{k}_1$  et  $\vec{k}_2$  des deux rayons  $\gamma_1$  et  $\gamma_2$ , rapportés à l'axe  $Oz$  pris dans la direction du faisceau.

La formation du niveau aligné et ses modes de désexcitation sont schématisés à la fig. 10. La partie géométrique de la fonction de corrélation angulaire correspond aux tenseurs de Fano :  $x_{KM}^N(\theta_1, \theta_2, \varphi)$ . Les coefficients du développement ci-dessus s'expriment en fonction des coefficients  $C_{KM}^N$  tabulés par Smith <sup>(7)</sup>.

$$a_{KM}^N = \sum_m P(m) \sum_{L_1 L_1' L_2 L_2'} \delta_1^p \delta_2^q C_{KM}^N(a, b, c, L_1 L_1' L_2 L_2' m)$$

La mesure de cette corrélation peut se faire de deux façons différentes :



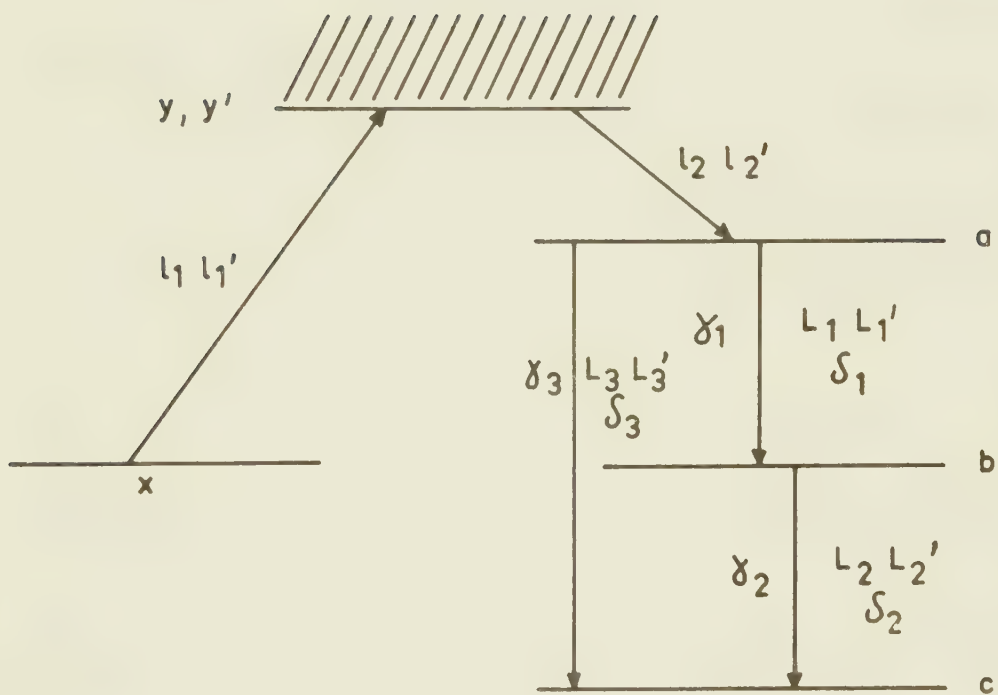


Fig. 10





1°) on détecte des rayons gamma  $\gamma_1$  et  $\gamma_2$  en coïncidence à différentes positions  $(\theta_1, \theta_2, \varphi)$  et on affecte chacune de ces mesures d'une normalisation d'intensité et d'anisotropie de décentrage et d'absorption. Cette méthode est intéressante quand on peut disposer d'un goniomètre à plusieurs compteurs. Le problème de la normalisation entre les différentes angles est parfois très délicat.

Le choix des angles, quoiqu'il soit en grande partie déterminé par des exigences expérimentales, peut être fait considérant les propriétés d'orthogonalité (34) des fonctions  $X_{KM}^N(\theta_1, \theta_2, \varphi)$

Les fonctions de Biedenharn  $P_{K_0 K_1 K_2}(\Omega_0, \Omega_1, \Omega_2)$ , dont les arguments signifient :

$$\begin{aligned}\Omega_0 &= (\theta_0, \varphi_0) = (0, 0) && \text{axe de faisceau} \\ \Omega_1 &= (\theta_1, \varphi_1) && \text{direction d'émission } \vec{k}_1 \\ \Omega_2 &= (\theta_2, \varphi_2) && \text{direction d'émission } \vec{k}_2 \\ \varphi &= \varphi_2 - \varphi_1\end{aligned}$$

sont liées aux tenseurs de Fano par la transformation :

$$P_{K_0 K_1 K_2}(0, \Omega_1, \Omega_2) = \frac{i^{K_0 + K_1 - K_2}}{\hat{K}_1 \hat{K}_2} \sum (2 - \delta_{K, 0}) (K_0 0, K_1 K | K_2 K) \cdot X_{K_1 K_2}^K(\theta_1, \theta_2, \varphi).$$

Ces fonctions permettent de donner un développement équivalent de la fonction de corrélation triple :

$$W(\Omega_0, \Omega_1, \Omega_2) = \sum_{K_0 K_1 K_2} a_{K_0 K_1 K_2} P_{K_0 K_1 K_2}(\Omega_0, \Omega_1, \Omega_2)$$

qui est plus commode pour la discussion qui suit.

Le choix d'un ensemble de positions pour les détecteurs gamma équivaut à choisir n ensembles d'angles  $(\Omega_0, \Omega_1, \Omega_2)^i$  où

$i = 1, 2, \dots, n$ . Pour ces angles, on aura un ensemble de n fonctions



$P_{K_0 K_1 K_2}(\Omega_0^i \Omega_1^i \Omega_2^i) = P_{K_0 K_1 K_2}(i)$ . On peut construire une matrice, appelée matrice de GRAM, dont un élément est défini par l'expression suivante :

$$G(K_0, K_1, K_2, K'_0, K'_1, K'_2) = \sum_i P_{K_0 K_1 K_2}(i) P_{K'_0 K'_1 K'_2}(i)$$

et pour laquelle les raies et les colonnes sont numérotées par les valeurs de  $K_0 K_1 K_2$  et  $K'_0 K'_1 K'_2$  respectivement.

La condition nécessaire et suffisante pour que les fonctions  $P_{K_0 K_1 K_2}$  soient linéairement indépendantes sur un ensemble de points  $(\Omega_0^i, \Omega_1^i, \Omega_2^i)^i$  est que la matrice de GRAM ait son déterminant  $G$  différent de zéro. (35). D'autre part, le nombre des fonctions linéairement indépendantes sur un ensemble de points étant égal au rang de la matrice de GRAM, celui-ci est égal au nombre de ses valeurs propres non nulles. La détermination du nombre des valeurs propres non nulles est donc une détermination du rang de la matrice. On peut avoir des valeurs propres non nulles mais très petites et le déterminant  $G$  étant égal au produit de ces valeurs propres, si  $G$  est petit, certaines valeurs propres sont petites. Donc la détermination de  $G$  équivaut à l'expression de la quantité d'informations qu'on peut déduire dans l'ensemble des points  $i$ , étant un test de l'indépendance linéaire de fonctions  $P_{K_0 K_1 K_2}(i)$ .

Pour un ensemble de  $N$  compteurs placés à des angles fixes, on peut avoir  $\binom{N}{2}$  combinaisons différentes d'angles pour deux rayons gamma en coïncidence. Ferguson<sup>(36)</sup> a calculé pour le cas de 6 compteurs placés à des angles fixes, le rang de la matrice de GRAM des 19 fonctions  $X_{KM}^N$  de la relation (4) sur l'ensemble des 30 angles possibles. Il trouve un rang au moins égal à 10. Une fois, les angles choisis, les mesures convenablement normalisées  $W(i)$  faites aux angles  $i$  sont utilisées pour un test en chi carré avec la fonction forme définie par la relation (4) explicitée dans la formule suivante :

$$W(\theta_1^i \theta_2^i \varphi^i) = W^{th}(i) = \sum_{KMN} \sum_m P(m) \sum_{L_1 L'_1 L_2 L'_2} \delta_1 P_{\theta_2}^q C_{KM}^N X_{KM}^N(i)$$



Des minima de la fonction :

$$\chi^2 = \sum_i P_i \left( \frac{\exp \theta_i}{W(i)} - W(i) \right)^2 \quad P_i = \frac{1}{\sigma^2 \left[ \frac{\exp \theta_i}{W(i)} \right]}$$

par rapport aux paramètres  $P(m)$ ,  $\delta_1$  et  $\delta_2$ , on peut déduire les valeurs de ces inconnues.

2°) La deuxième méthode consiste à réduire le nombre des 19 fonctions indépendantes définies par la relation (4), utilisant les relations des symétries des fonctions  $\bar{X}_{KM}^N$ .

Le tenseur  $\bar{X}_{KM}^N(\theta_1, \theta_2, \varphi)$  peut être exprimé en polynômes de Legendre associés par la formule :

$$\bar{X}_{KM}^N(\theta_1, \theta_2, \varphi) = 2P_K^N(\cos \theta_1) \bar{P}_M^N(\cos \theta_2) \cos N\varphi \quad (5)$$

Les polynômes de Legendre satisfont aux relations de symétrie suivantes :

$$P_{k_1}^{K_1}(-\cos \theta) = (-1)^{K_1 - K} P_{k_1}^K(\cos \theta)$$

d'où

$$P_{k_1}^{K_1}(0) = P_{k_1}^K(\cos \pi/2) = 0 \quad \text{si } K_1 - K \text{ impair} \quad (6)$$

$$P_{k_1}^{K_1}(1) = P_{k_1}^K(\cos 0) = \delta_{K0} \quad (7)$$

$$P_{k_1}^{K_1}(0) = \frac{(k_1 + K)!}{2k_1 \left\{ 1/2 (k_1 + k) \right\} \left\{ 1/2 (k_1 - k) \right\} !}$$

Les valeurs des indices  $K$  et  $M$  des fonctions  $\bar{X}_{KM}^N$  étant paires, si on choisit pour deux des angles  $\theta_1, \theta_2, \varphi$  les valeurs  $0, \pi$  ou  $\pi/2$  on voit, à partir des relations (6,7,8), que les fonctions  $\bar{X}_{KM}^N(\theta_1, \theta_2, \varphi)$  seront différentes de zéro seulement pour des valeurs de  $N$  paires ou nulles. LF ont défini un choix de sept discussions expérimentales qu'ils ont appelés "géométries" et qui sont résumées dans le tableau I. Dans chacun de ces arrangements expérimentaux, l'un des rayonnements gamma est détecté dans un compteur fixe et la distribution angulaire en



TABLEAU I

| Géométrie | $\theta_1$ | $\theta_2$ | $\varphi$ |
|-----------|------------|------------|-----------|
| I         | AV         | 90°        | 0°        |
| II        | 90°        | AV         | 0°        |
| III       | AV         | 0°         | 0°        |
| IV        | 0°         | AV         | 0°        |
| V         | 90°        | 90°        | AV        |
| VI        | 90°        | AV         | 90°       |
| VII       | AV         | 90°        | 90°       |

Géométries de LITHERLAND et FERGUSON (AV=angle variable)





coïncidence de l'autre est mesurée soit dans le plan  $xz$  (géométries I, II, III, IV, VI, et VII) soit dans le plan orthogonal à celui-ci (géométries V). Si  $\alpha$  est l'angle variable la fonction de corrélation triple  $W(\theta_1, \theta_2, \alpha)$ , définie par la relation (4), prendra pour chaque géométrie la forme :

$$W_\ell(\alpha) = \sum_i A_{i\ell} P_i(\cos \alpha) \quad i = 0, 2, 4$$

où  $\ell$  indique le numéro de la géométrie et  $i$  le degré du polynôme de Legendre dont la valeur maximale est délimitée par les nombres quantiques  $K$  et  $M$ .

$$A_{i\ell} = \sum_m P(m) \sum_{L, L'; L_2, L'_2} \delta_1^p \delta_2^q B_{i\ell}(a, b, c, L_1, L'_1, L_2, L'_2, m)$$

$$p = 0, 1, 2$$

$$q = 0, 1, 2$$

$$B_{i\ell} = \sum_{KM} G_{i\ell KN}^N C_{KM}^N(a, b, c, L_1, L'_1, L_2, L'_2, m)$$

Les  $C_{KM}^N$  étant les coefficients tabulés par Smith<sup>(7)</sup> et les  $G_{i\ell KM}^N$  des coefficients facilement calculables pour la réduction des tenseurs de Fano  $\bar{X}_{KM}^N$  à chaque géométrie.

La mesure d'une de ces géométries peut se faire avec seulement deux détecteurs et peut être normalisée d'une façon indépendante, en définissant des coefficients :

$$a_{i\ell} = \frac{A_{i\ell}}{A_{0\ell}} \quad i = 2, 4 \quad (10)$$

L'ensemble des coefficients  $a_{i\ell}^{\exp}$  peut être utilisé dans un calcul par la méthode des moindres carrés pour déterminer les paramètres  $P(m)$  et  $\delta_1, \delta_2$ . Dans ce but, on définit un chi carré :

$$\chi^2 = \sum_{i,j,\ell} (a_{i\ell}^{\text{th}} - a_{i\ell}^{\exp}) (a_{j\ell}^{\text{th}} - a_{j\ell}^{\exp}) \times_{ij\ell}^{-1} \quad (11)$$



$X_{ijl}^{-1}$  étant la matrice inverse des erreurs liées. Comme on voit, à partir des expressions (9) et (10) les coefficients  $a_{il}^{\text{exp}}$  ne sont pas linéaires en fonction des paramètres  $P(m)$  et  $\delta_1, \delta_2$ .

Les équations normales n'étant pas linéaires, la solution du problème est mathématiquement difficile. Pour faciliter cette résolution, nous avons fait varier  $\arctg \delta_1$  et  $\arctg \delta_2$  entre  $-90^\circ$  et  $+90^\circ$  et pour chaque valeur de  $\delta_1$  et  $\delta_2$ , nous avons minimisé  $\chi^2$  par rapport aux  $P(m)$ . Cette façon de procéder est justifiée du fait que les variables  $P(m), \delta_1$  et  $\delta_2$  sont indépendantes les unes des autres<sup>(37,38)</sup>. Le système ainsi obtenu a été résolu par un processus itératif.

La condition suffisante pour qu'un système d'équations

$$\begin{cases} F_1(x_1 \dots x_n) = 0 \\ \dots\dots\dots \\ F_m(x_1 \dots x_n) = 0 \end{cases} \quad (12)$$

puisse être explicité en fonction de ses variables indépendantes  $x_j$  est que, au moins en un point, le déterminant de Jacobi des fonctions  $F_i$  par rapport aux variables  $x_j$  soit différent de zéro. Cette condition s'appelle condition de solubilité locale<sup>(39)</sup>. D'autre part, la condition suffisante pour qu'un système de  $n$  équations à  $n$  inconnues

$$\begin{cases} x_1 = f_1(x_1 \dots x_n) \\ \dots\dots\dots \\ x_n = f_n(x_1 \dots x_n) \end{cases} \quad (13)$$

donne des suites  $x_j^0, x_j^1, \dots$  de solutions convergentes vers des valeurs  $X_j$  est que :

$$\left| \frac{\partial f_1}{\partial x_j} \right| + \dots + \left| \frac{\partial f_n}{\partial x_j} \right| < K \quad K < 1 \quad (14)$$



où les dérivées sont calculées en des points suffisamment proches des limites  $X_j$ .

Un système du type (13) peut toujours être transformé en un système équivalent qui satisfait la relation (14), si son déterminant de Jacobi est différent de zéro, par l'identité :

$$x_K \frac{\partial f_K}{\partial x_1} x_1 \dots - \frac{\partial f_K}{\partial x_n} x_n = f_K(x_1 \dots x_n) - \frac{\partial f_K}{\partial x_1} x_1 \dots - \frac{\partial f_K}{\partial x_n} x_n = G_K(x_1 \dots x_n)$$

soit

$$x_K - \frac{\partial f_K}{\partial x_1} x_1 \dots - \frac{\partial f_K}{\partial x_n} x_n = G_K(x_1 \dots x_n) \quad K = 1 \dots n \quad (15)$$

où, pour simplifier, on n'a écrit que la  $K$ ème équation du système de  $n$  équations. Les dérivées sont calculées à des points pour lesquels le déterminant de Jacobi du système (13) est différent de zéro. Il s'ensuit que le déterminant du système (15) sera différent de zéro, et donc, que celui-ci pourra être résolu par la règle de Cramer. On aura donc un système équivalent au système (13) dont la  $K$ ème équation sera représenté par la relation :

$$x_K = \Phi_K(x_1, \dots, x_n)$$

La fonction  $\Phi_K$  sera égale à une fraction ayant au dénominateur le déterminant de Jacobi et au numérateur un déterminant dont la  $K$ ème colonne a été remplacée par les fonctions  $G_K(x_1, \dots, x_n)$ . Les dérivées des fonctions  $\Phi_K$  calculées aux mêmes points auxquels ont été calculées les dérivées qui apparaissent dans la relation (15) sont égales à zéro parce que à ces mêmes points toutes les dérivées des fonctions  $G_K$  sont nulles et à fortiori satisferont à la condition (14). Les suites des solutions du système (16) convergeront donc vers des solutions limites  $X_K$  même si les solutions



du système (13) n'étaient pas convergentes. Nous remarquerons encore qu'il y aura toujours des points pour lesquels le déterminant de Jacobi est différent de zéro parce que le système (13) est un système du type (14) qui satisfait la règle de solubilité locale (40).

En appliquant ce principe à la solution des équations normales, on a mis au point un programme en Fortran qui nous donnait par rapport aux populations  $P(m)$  les minima de la fonction (11) pour des valeurs de  $\delta_1$  et  $\delta_2$  données. Pour obtenir une représentation condensée des résultats, les logarithmes des valeurs minima du  $\chi^2, Z(\delta_1, \delta_2)$  ainsi calculées étaient imprimés par l'ordinateur dans le plan de deux dimensions  $\arctg \delta_1$  et  $\arctg \delta_2$ . Les solutions non physiques correspondantes aux valeurs négatives des populations  $P(m)$  étaient signalées en attribuant une valeur conventionnelle à  $Z(\delta_1, \delta_2)$ . Les corrélations  $\gamma - \gamma$  mesurées avec le système multicompteur décrit plus haut ont été analysées par ce programme (41).





### CHAPITRE III

---

#### Résultats Expérimentaux

---



### III.1

Corrélation angulaire  $\delta$ - $\gamma$  dans le  $^{13}\text{C}$



La méthode LF I pour la mesure des corrélations angulaires a été décrite dans le chapitre II 2 et II 9. On y a vu qu'il était intéressant d'avoir des alignements importants du niveau initial. Cela est le cas pour le niveau à 3,85 MeV du  $^{13}\text{C}$  alimenté par la réaction  $^{12}\text{C}(d,p)^{13}\text{C}$ . Cette réaction a été particulièrement étudiée pour ses caractéristiques singulières de mélange de deux mécanismes d'interaction : de stripping et de noyau composé. Chase et collaborateurs <sup>(42)</sup> ont montré qu'il y avait une résonance très marquée à  $E_d = 2,493 \pm 0,008$  MeV qui correspond au niveau  $4^-$  à 12,41 MeV du  $^{14}\text{N}$ . Le spin et la parité du  $^{12}\text{C}$  étant  $0^+$ , une onde de deutons  $\ell = 3$  est nécessaire pour alimenter cette résonance. Les protons n'étant pas observés, et le spin du niveau à 3,86 MeV du  $^{13}\text{C}$  étant  $5/2^+$ , on peut avoir pour le tenseur statistique de ce niveau un terme d'ordre 4 non nul (voir chapitre I 7). Le schéma des niveaux du  $^{13}\text{C}$  est présenté dans la figure 11.

## III.1.2.

Description de l'Expérience

Avec le montage décrit au chapitre II.2, nous avons fait une mesure bidimensionnelle (en énergie) de la fonction de corrélation des rayonnements gamma de 0,170 MeV et 3,68 MeV dans les géométries I, II et VI, VII. Dans des mesures préliminaires faites avec des compteurs NaI(Tl) de  $1 \frac{1''}{2} \times 1 \frac{3''}{4}$  et en détectant le rayon gamma de 0,170 MeV en coïncidence avec les rayonnements d'énergie supérieure à 1,5 MeV, nous avons remarqué que le rayon gamma de 511 KeV dû à l'effet de paires, pouvait être diffusé du compteur hautes énergies vers le compteur basses énergies et produire dans ce dernier un pic large au voisinage de 0,170 MeV. La taille plus grande des détecteurs ( $3'' \times 3''$ ) de la mesure actuelle, en augmentant la probabilité des interactions multiples, diminuait considérablement cet effet. De plus, la mesure bidimensionnelle permet d'analyser seuls les événements de 0,170 MeV en coïncidence avec le pic photoélectrique du gamma de 3,68 MeV.



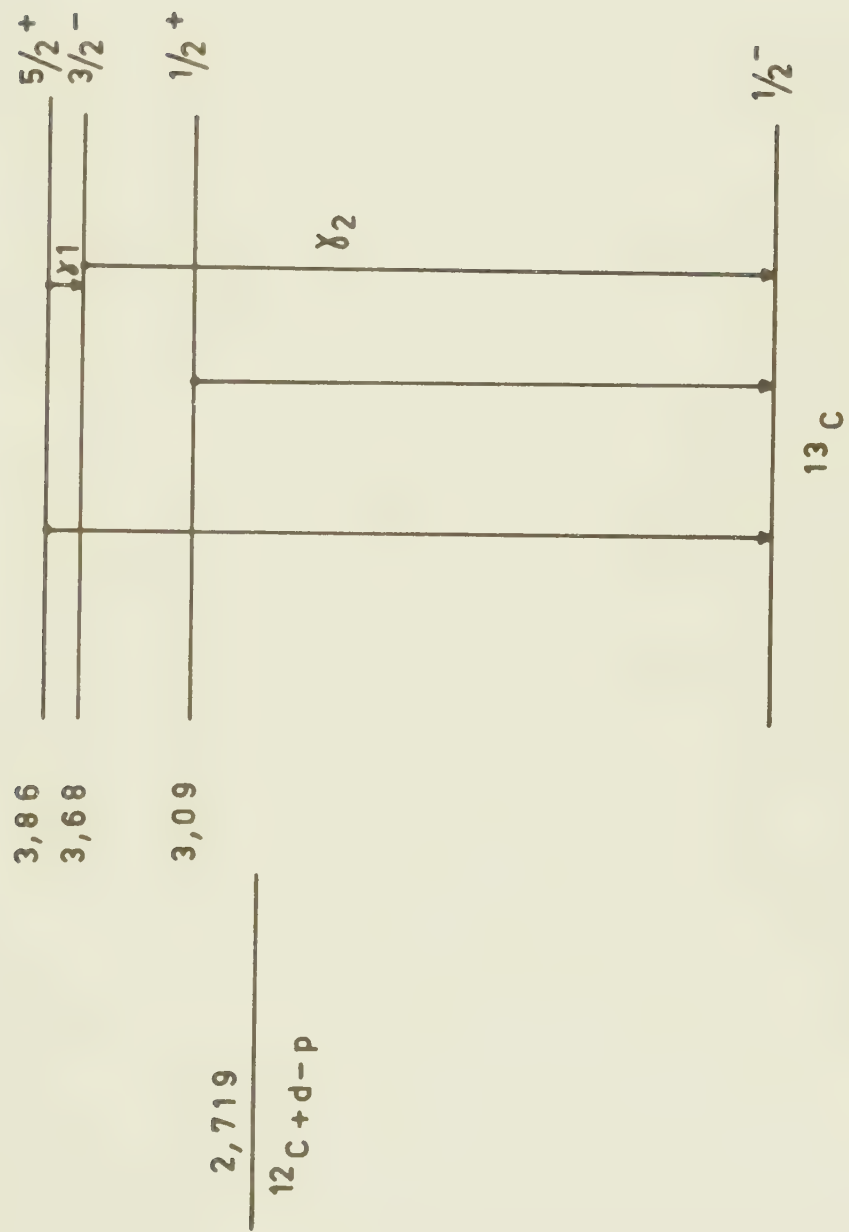


Fig. 11





Nous avons utilisé des cibles de  $30 \mu\text{g}/\text{cm}^2$  de carbone naturel déposé sur des feuilles de  $50 \mu\text{m}$  d'or.

L'analyse a été faite en évaluant l'aire du pic du rayon gamma de 170 KeV dans les quatre compteurs placés aux angles  $0^\circ$ ,  $30^\circ$ ,  $60^\circ$  et  $90^\circ$  pour les géométries I et VII et en évaluant l'aire du pic du rayon gamma de 0,170 MeV dans le compteur dit fixe dans les géométries II et VI. La contribution des fortuites dans cette région du spectre étant inférieure à 5%, la correction des coïncidences fortuites était pratiquement réalisée par la soustraction du fond.

Les résultats des coefficients  $A_2$  et  $A_4$  des différentes géométries obtenus par des ajustements par la méthode des moindres carrés sont présentés dans le tableau II. Ils sont en accord avec des résultats obtenus précédemment <sup>(43)</sup>.

### III.1.3

#### Discussion

La valeur du spin du niveau à 3,68 MeV étant  $3/2^-$ , des valeurs des coefficients  $A_4$  différentes de zéro sont impossibles dans les géométries II et VI.

La vie <sup>(44,45)</sup> du niveau à 3,86 MeV ( $\tau = 10,6 \pm 0,5 \cdot 10^{-12} \text{s}$ ) est consistante avec la supposition que le rayon gamma de 0,170 MeV soit une transition dipolaire pure. Il s'ensuit que la valeur des coefficients  $A_4$  pour les géométries I et VII doit aussi être nulle.

Nous avons analysé les résultats de ces quatre géométries par la méthode décrite dans le chapitre II 9 et nous les avons présentés également dans le tableau II. La valeur du coefficient de mélange  $\delta_1$  de la transition gamma de 0,170 MeV confirme l'hypothèse qu'il s'agit d'une transition dipolaire pure. La valeur du coefficient de mélange  $\delta_2$  de la transition de 3,68 MeV est en accord avec la valeur de la référence <sup>(43)</sup>. Le modèle à particule indépendante a été utilisé avec succès <sup>(46)</sup> pour calculer les énergies des niveaux excités du  $^{13}\text{C}$ . Le niveau fondamental et les niveaux excités à 3,09 et à 3,86 MeV sont respectivement



TABLEAU II

| Géométrie    | $a \quad A_2/A_0 \quad b$ |                        | $a \quad A_4/A_0 \quad b$ |              |
|--------------|---------------------------|------------------------|---------------------------|--------------|
|              |                           |                        |                           |              |
| I            | -0,318±0,005              | -0,333±0,049           | —                         | 0,010±0,073  |
| II           | -0,214±0,006              | -0,193±0,021           | —                         |              |
| VI           | -0,185±0,006              | -0,178±0,013           | —                         |              |
| VII          | -0,283±0,007              | -0,310±0,019           | —                         | -0,009±0,022 |
| $\delta_1 =$ | —                         | -0,035±0,035           |                           |              |
| $\delta_2 =$ | +0,030<br>-0,096          | -0,141±0,035<br>-0,021 |                           |              |
| $P(1/2) =$   | 0,365±0,004               | 0,394±0,030            |                           |              |
| $P(3/2) =$   | 0,135±0,004               | 0,208±0,070            |                           |              |

a résultats de la référence (43)

b résultats de notre expérience



$1p_{1/2}$ ,  $2s_{1/2}$  et  $1d_{5/2}$ . Le niveau à 3,68 MeV résulte d'une excitation d'un nucléon  $1p_{3/2}$  dans la sous-couche  $1p_{1/2}$ , donnant un niveau de spin  $3/2$ .

Dans un modèle si simple les éléments de matrice réduite partiels peuvent être facilement calculés. Une systématique sur différents noyaux peut donc être faite <sup>(47)</sup> avec une comparaison des valeurs expérimentales et théoriques si l'on convertit tous les résultats expérimentaux dans un système dans lequel on a des définitions self-consistantes des phases des fonctions d'onde et des opérateurs d'interaction. La dépendance du spin isotopique doit aussi être exprimée pour comparer des transitions gamma de noyaux différents<sup>(48)</sup>

L'intensité d'une transition électromagnétique peut être exprimée comme la somme de deux termes, l'un  $M_0(\pi L)$  indépendant et l'autre  $M_1(\pi L)$  dépendant du spin isotopique. La partie isoscalaire  $M_0(M_1)$  de l'élément de matrice de transition  $M_1$  peut s'écrire de la façon suivante (48) :

$$M_0(M_1) = \left( \mu_p + \mu_n - \frac{1}{2} \right) \langle a T_a \parallel S \parallel b T_b \rangle \delta_{T_a T_b} \quad (1)$$

Dans cette expression, l'élément de matrice est réduit par rapport au moment angulaire total  $J$ .

Le terme  $M_0(M_1)$  est en général beaucoup plus petit pour les transitions magnétiques que le terme  $M_1(M_1)$ , dépendant de la troisième composante  $T_3$  du spin isotopique, pour les noyaux avec  $T_3 \neq 0$ . L'intensité d'une transition  $M_1$  sera donc déterminée essentiellement par  $[M_1(M_1)]^2$  et dans des noyaux miroir ces intensités seront à peu près égales et de signe opposé.

Pour les transitions quadripolaires électriques, les deux termes  $M_0(E_2)$  et  $M_1(E_2)$  contribueront à l'intensité (47) mais des effets collectifs auront tendance à augmenter surtout le terme  $M_0(E_2)$  par rapport au terme  $M_1(E_2)$ . Il a été montré que, si on appelle  $E_0$  et  $E_1$



les accélérations collectives du terme  $M_0(E_2)$  et  $M_1(E_2)$  respectivement, la relation suivante est valable :

$$\frac{E_0 - 1}{E_1 - 1} \propto \frac{N + Z}{Z(Z-N)} \quad (2)$$

Les coefficients de mélange  $E_2/M_1$  pour des transitions dans des noyaux miroir seront donc en général de signe opposé, surtout si l'intensité des deux radiations partielles est grande.

La forme de la relation (1) suggère d'utiliser le formalisme du couplage LS pour évaluer le terme  $M_0(M_1)$ .

La transition gamma du niveau  $3/2^-$  vers le niveau  $1/2^-$  dans les noyaux de masse 15 est une transition entre deux états  $L = 1$   $S = 1/2$   $T = 1/2$  (c'est-à-dire deux états  $^{22}_p$ ). Si on suppose que les niveaux de plus basse énergie dans les noyaux de masse 13 aient la symétrie d'espace maximale, on pourra aussi considérer la transition gamma entre les deux états  $3/2^-$  et  $1/2^-$  de ces noyaux comme ayant lieu entre niveaux  $L = 1$   $S = 1/2$   $T = 1/2$  (c'est-à-dire  $^{22}_p$ ).

Dans ce cas, et dans l'approximation LS, le terme  $M_0(M_1)$  sera identique pour les noyaux de masse 13 et masse 15. Ces hypothèses ont été vérifiées faisant la comparaison de valeurs de coefficients de mélange calculés dans cette approximation avec des valeurs de coefficients de mélange expérimentaux <sup>(47)</sup>. On peut donc en conclure que la valeur du coefficient de mélange  $\delta_2$  permettra d'évaluer l'importance des effets collectifs sur le niveau à 3,68 MeV.

Deux valeurs ont été calculées <sup>(47)</sup> pour  $\delta_2$ , l'une égale à -0,054, en négligeant des effets collectifs, l'autre égale à -0,100 pour  $\beta$  égale à 0,5. Il faudra donc ajouter une charge supplémentaire  $\beta e = 0,5e$  au neutron et au proton pour expliquer les intensités  $E_2$  du niveau à 3,68 MeV.





III. 2

Détermination du moment magnétique et de la période

---

du niveau excité à 240 KeV du  $^{19}\text{Ne}$

---



### III.2.1. Moments multipolaires dynamiques et moments multipolaires statiques

Dans le chapitre 1.5 nous avons défini, pour une transition électromagnétique les opérateurs multipolaires d'interaction  $T_{LM}$  par la relation (5). On appelle moments multipolaires dynamiques ou moments multipolaires de transition les éléments de matrice non diagonaux de ces opérateurs multipolaires. Les moments multipolaires statiques d'un niveau nucléaire de moment angulaire  $I$  peuvent être définis d'une façon tout à fait analogue<sup>(49)</sup> :

$$S(\pi L) = \langle II | T_{LO}^{(\pi)} | II \rangle = (2I + 1)^{-1/2} \begin{pmatrix} I & L & I \\ -I & 0 & I \end{pmatrix} \langle I || T_{LO}^{(\pi)} || I \rangle \quad (1)$$

En examinant la relation (1) on peut faire les remarques suivantes :

- 1) La loi de conservation de la parité, montre que les moments multipolaires nommés seront des moments électriques pour  $L$  pair et des moments magnétiques pour  $L$  impair.
- 2) D'après les propriétés des coefficients  $3j$  les moments électriques d'ordre  $L$  seront différents de zéro seulement pour les niveaux de moment angulaire  $I \geq L/2$ .

Nous utiliserons par la suite les opérateurs multipolaires d'interaction  $\mathcal{M}$  qui sont liés à nos opérateurs  $T$  par les relations du chapitre I.8.

### III.2.2. Interaction des moments multipolaires statiques avec des champs externes

Toutes les mesures des moments multipolaires statiques sont faites en appliquant un champ électrique ou magnétique. Ces champs



peuvent être soit des champs présents dans les réseaux cristallins, soit des champs dus aux électrons du cortège électronique de l'atome (ce champ n'étant pas important dans les noyaux légers, on le négligera) soit enfin des champs macroscopiques externes. Tous ces champs sont des champs statiques. Dans ce cas, l'Hamiltonien de l'interaction  $V$  prend une forme simple et ses éléments de matrice auront la forme :

$$\langle I \ m \mid H(L) \mid I \ m \rangle = (-1)^{I-m} \begin{pmatrix} I & L & I \\ -m & M & m \end{pmatrix} \langle I \parallel \mathcal{M}(L) \parallel I \rangle V_{-M}(L) \quad (2)$$

Les valeurs propres d'énergie  $E(m)$  dues à la levée de la dégénérescence du niveau nucléaire  $I$  sous l'influence de l'interaction  $H(L)$  sont obtenues en diagonalisant la matrice interaction avec la matrice unitaire  $U$ .

$$U H(L) U^{-1} = E \quad (3)$$

### III.2.3. Moment dipolaire magnétique et moment quadripolaire électrique

Des moments magnétiques, on considérera seul, le moment dipolaire, le moment d'ordre trois étant extrêmement petit.

Des moments électriques : le moment d'ordre zéro, qui est proportionnel à  $Ze$ , ne produisant pas une séparation des niveaux nucléaires, mais seulement un déplacement en énergie ne sera pas pris en considération de même que le moment d'ordre 4 à cause de sa faible valeur. On verra au contraire, quel rôle important joue le moment quadripolaire électrique.

Si on considère un champ magnétique  $B$  parallèle à l'axe de quantification, l'Hamiltonien décrivant l'interaction entre ce champ et le moment dipolaire magnétique simple, prendra la forme :

$$H(M_1) = -\sqrt{\frac{4}{3}} \mathcal{M}_0(M_1) B \quad (4)$$



d'où l'on tire les valeurs propres de l'énergie :

$$E^{(B)}(m) = \langle I m | H(M_1) | I m \rangle = -g_I B \cdot \mu_N m \quad (5)$$

$g_I$  étant le facteur gyromagnétique du niveau I et  $\mu_N = e h / 2 m c = 5,054 \cdot 10^{-24}$  erg/gauss =  $3,15 \cdot 10^{-12}$  ev/gauss.

La fréquence de LARMOR  $\omega_B$  correspondante à la différence d'énergie  $\omega_B h$  sera donnée par la relation :

$$\omega_B = \frac{E^{(B)}(m) - E^{(B)}(m-1)}{h} = -g_I \cdot B \mu_N / h \quad (6)$$

Si l'on choisit un champ électrostatique à symétrie axiale par rapport à l'axe de quantification, l'Hamiltonien décrivant l'interaction entre ce champ et le moment quadripolaire électrique prendra la forme :

$$H(E_2) = \frac{4}{5} M_0(E_2) V_0(E_2) = \sqrt{\frac{5}{\pi}} \frac{e^2 \phi}{z^2} \quad (7)$$

dont les valeurs propres d'énergie seront données par la relation :

$$E^{(Q)}(m) = \langle I m | H(E_2) | I m \rangle = \frac{3m^2 - I(I+1)}{4I(2I-1)} e Q \frac{e^2 \phi}{z^2} \quad (8)$$

La fonction  $\phi$  est le potentiel électrostatique et Q le moment quadripolaire électrique défini par la relation :

$$Q = \frac{2}{e} S(E_2) \quad (9)$$

D'une façon analogue au cas magnétique, on peut introduire une fréquence quadripolaire électrique :

$$\omega_Q = \frac{1}{4I(2I-1)} \frac{e Q}{h} \frac{e^2 \phi}{z^2} \quad (10)$$

La fréquence  $\omega_Q$  qui correspond à la plus petite différence non nulle d'énergie entre deux niveaux consécutifs est facilement déduite des relations (7) et (8) et elle est égale à :





$\omega_0 = 3 \omega_2$  pour des valeurs entières de I

$\omega_0 = 6 \omega_2$  pour des valeurs demi-entières de I

L'interaction du moment quadrupolaire électrique avec un champ statique externe introduit une double dégénérescence : tous les niveaux avec  $m \neq 0$  ont la même énergie  $E^Q(m)$  pour les valeurs positives et négatives de m.

La présence simultanée d'une interaction statique dipolaire magnétique et quadrupolaire électrique fera intervenir une matrice d'interaction :

$$H = H(M_1) + H(E_2) \quad (11)$$

qui, en général, n'est pas diagonale, à moins que l'axe de quantification ne coïncide avec la direction du champ magnétique B et avec l'axe de symétrie axiale du champ électrique.

#### III.2.4 Effets de l'interaction dipolaire magnétique et quadrupolaire électrique sur la matrice densité

Dans le chapitre I on a représenté l'alignement d'un niveau nucléaire  $|I m\rangle$  par les valeurs  $W(m)$ , appelées populations, qui sont les éléments diagonaux de la matrice statistique  $\rho$ .

Si ce niveau orienté est soumis pendant son temps de vie à un champ externe électrique ou magnétique, cette orientation changera pendant ce temps :

$$\rho(t=0) \xrightarrow{H} \rho(t)$$

La dépendance en temps de la matrice statistique est régie par l'équation différentielle<sup>(50)</sup> :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = - \frac{i}{\hbar} [H, \rho] \quad (12)$$



qui correspond à l'équation de Schrödinger dépendant du temps.

Une intégrale particulière de cette équation est :

$$\rho(t) = \Lambda(t) \rho(0) \Lambda^{-1}(t) \quad (13)$$

$$\Lambda(t) = \exp(-i H t / \hbar) \quad (14)$$

Si l'Hamiltonien  $H$  est diagonal dans le système  $|Im\rangle$  avec valeurs propres  $E_m$ , les éléments de la matrice densité seront donnés par la relation :

$$\langle m | \rho(t) | m' \rangle = \langle m | \rho(0) | m' \rangle \exp \left[ \frac{i}{\hbar} (E_{m'} - E_m) t \right] \quad (15)$$

Si l'interaction dipolaire magnétique est produite par un champ magnétique  $B$  parallèle à l'axe de quantification, on a la relation :

$$\langle m | \rho(t) | m' \rangle = \langle m | \rho(0) | m' \rangle \exp \left[ i \omega_B (m' - m) t \right] \quad (16)$$

obtenue en introduisant dans la relation (15) les valeurs propres données par les formules (5) et (6).

Si l'interaction quadrupolaire électrique est produite par un champ électrostatique dont l'axe de symétrie coïncide avec l'axe de quantification l'on peut écrire :

$$\langle m | \rho(t) | m' \rangle = \langle m | \rho(0) | m' \rangle \exp \left[ i 3 \omega_Q (m'^2 - m^2) t \right] \quad (17)$$

en utilisant les relations (8) et (10).

Une remarque importante peut être faite en examinant les formules (16) et (17):

L'interaction dipolaire magnétique transforme un niveau nucléaire aligné en un autre niveau nucléaire aligné tandis qu'une interaction quadrupolaire électrique transforme un niveau aligné en un niveau polarisé à cause de la dégénérescence en  $m^2$ .



## III.2.5.

Corrélation angulaire perturbée

Dans le chapitre I.7 on a déduit la fonction de distribution angulaire d'un rayonnement gamma, émis par un niveau aligné, ayant pour axe de quantification l'axe du faisceau incident. La relation (16) nous donne les valeurs des populations des sous-niveaux magnétiques, pour une interaction dipolaire magnétique quand un champ magnétique externe parallèle est appliqué au niveau, en fonction des populations  $W(m)$  des mêmes sous-niveaux, obtenus sans interaction, le champ magnétique externe  $B$  ayant la direction de l'axe de quantification. En remarquant que si dans ce dernier cas l'Hamiltonien est diagonal l'opérateur  $\Lambda(t)$  doit l'être aussi, on aura la relation :

$$\langle m | \Lambda(t) | m'' \rangle = e^{i \omega_B m t} \delta_{m m''} \quad (18)$$

D'autre part, Alder et collaborateurs (51,52) ont montré l'intérêt de choisir la direction de  $B$  perpendiculaire au plan de réaction. Il faudra donc appliquer à l'expression (16) une relation qui transforme l'axe  $y$  dans l'axe  $z$ .

Le résultat est donné par la relation :

$$W(\theta, B, t) = \sum_K A_K P_K \left[ \cos(\theta - \omega_B t) \right] \quad (19)$$

qui coïncide avec la relation du chapitre II 4 au terme  $\varphi$  près qui représente l'erreur systématique d'alignement.

La relation (19) montre que l'interaction dipolaire magnétique avec un champ externe  $B$ , placé le long de l'axe  $y$ , aura comme effet de faire tourner d'un angle  $\Delta\theta = \omega_B t$  le spin du noyau autour de l'axe  $y$  pendant le temps  $t$  qui s'écoule entre l'alignement du noyau et l'émission de la radiation gamma. Cette précession se reflète



sur la distribution angulaire de la radiation gamma.

Dans le chapitre I 7 on a également vu que l'alignement du niveau nucléaire émetteur avait comme conséquence que la fonction de distribution angulaire du rayonnement gamma émis pouvait se développer en polynômes de Legendre d'ordre pair seulement. Une interaction quadripolaire électrique polarisant ce niveau fait apparaître des polynômes de Legendre d'ordre impair.

### III.2.6. Précautions expérimentales prises dans la mesure du moment dipolaire magnétique du premier niveau excité du $^{19}\text{Ne}$

Les schémas des niveaux du  $^{19}\text{F}$  et du  $^{19}\text{Ne}$  sont représentés dans la figure 12.

Le spin du premier niveau excité du  $^{19}\text{Ne}$  étant  $5/2$  une valeur non nulle du moment quadripolaire électrique de ce niveau est possible. Pour alimenter ce niveau, on a utilisé la réaction  $^{19}\text{F}(p,n)^{19}\text{Ne}$  en bombardant avec un faisceau de protons de 4,7 MeV une cible de  $\text{CaF}_2$  de  $50 \mu\text{g}/\text{cm}^2$  déposée par évaporation sous vide sur un support de tantale de l'épaisseur d'environ  $50 \mu\text{m}$ . La valeur du bilan Q de la réaction étant fortement négative (seuil à 4,253 MeV), la quantité de mouvement transférée au noyau résiduel  $^{19}\text{Ne}^*$  est importante. Il faut donc que pendant son recul et pendant son temps de vie, avant de se désexciter par émission du rayon gamma de 240 KeV, le noyau  $^{19}\text{Ne}^*$  ne soit pas soumis à des interactions qui puissent altérer son alignement. Il a été montré <sup>(53)</sup> que le  $\text{CaF}_2$  est un matériel diamagnétique à structure cubique et que ses effets sur la polarisation du niveau fondamental  $5/2^+$  du  $^{17}\text{F}$  qui a un temps de vie de plusieurs secondes étaient négligeables.





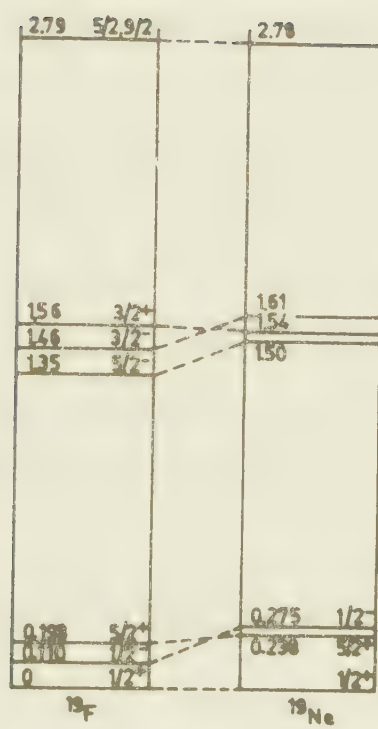


Fig. 12



Le tantale s'est aussi révélé non dépolarisant du niveau fondamental  $1^+$  du  $^{12}\text{B}$  dans les expériences de la même référence.

Nous avons contrôlé tous ces effets en mesurant l'anisotropie en fonction du temps du rayonnement gamma à champ nul. Le déplacement du point d'impact du faisceau sous l'influence du champ magnétique doit aussi être corrigée. Nous avons essayé de limiter au maximum les effets du champ de fuite de l'aimant en utilisant un colli-mateur du faisceau en fer doux. Les corrections nécessaires étaient faites en recentrant la boîte de cible et la table de distribution sur le point d'impact du faisceau en présence du champ. Une normalisation de centrage a été faite à l'aide de la distribution du rayon gamma isotope de 842,9 KeV de la réaction  $^{27}\text{Al} (p,p') ^{27}\text{Al}$  à la même énergie de bombardement de 4,72 MeV. Le rayonnement gamma isotrope de 136 KeV dû à l'excitation Coulombienne du  $^{181}\text{Ta}$  du support de cible et qui était présent dans les spectres des compteurs fixes et mobiles a également été utilisé. La correction d'anisotropie d'absorption a été calculée.

### III.2.7. Mesures de la fonction de distribution angulaire

Nous avons mesuré les distributions angulaires du rayon gamma de 240 KeV à l'énergie de bombardement de 4,720 MeV. La mesure a été faite aux angles  $0^\circ, 15^\circ, 30^\circ, 45^\circ, 60^\circ, 75^\circ$  et  $90^\circ$ , le compteur mobile étant la jonction GeLi de 4,5 cc. et le détecteur fixe étant la jonction GeLi de 9,2 cc dont les caractéristiques ont été décrites avec le montage complet dans le chapitre II.4. Un spectre gamma enregistré dans le détecteur mobile est montré dans la figure 13.





Fig.13: Spectre gamma du compteur mobile à 90°



On y voit les rayonnements gamma dus à l'excitation coulombienne du  $^{181}\text{Ta}$  du support de cible (rayons gamma de 136, 165 et 301 KeV) les rayonnements gamma de la réaction  $^{19}\text{F} (p,p') ^{19}\text{F}$  (rayons gamma de 110 et 197 KeV) et enfin les rayonnements de 240 et 280 KeV de la désexcitation de deux premiers niveaux excités du  $^{19}\text{Ne}$ . La radiation de 280 KeV a une intensité très faible.

L'ajustement des résultats par la méthode des moindres carrés avec la fonction forme :

$$1 + A_2 P_2 (\theta) + A_4 P_4 (\theta)$$

nous a donné les valeurs :

$$A_2 = 0,370 \pm 0,014$$

$$A_4 = - 0,030 \pm 0,016$$

### III.2.8. Mesure de l'anisotropie en fonction du temps

La distribution angulaire bidimensionnelle énergie temps a été mesurée en 128 x 128 canaux (16K) aux angles  $0^\circ$  et  $90^\circ$ , d'après la méthode décrite dans le chapitre II 4. Un spectre de ce type est représenté dans la figure 9 du même chapitre. La réduction de ce spectre bidimensionnel était faite à l'ordinateur pour les rayonnements "retardés" de 197 et 240 KeV. Une somme dans la dimension énergie à l'intérieur d'une fenêtre sur le pic et d'une fenêtre sur le fond à la droite du pic, pour chacun des rayons gamma, donnait origine à deux spectres de temps pic et fond qui étaient déduits l'un de l'autre, canal par canal.





Ces deux spectres de temps avec corrections de fond pour le rayon gamma de 198 et 240 KeV étaient par la suite contractés sur 4 canaux de temps. L'anisotropie en fonction du temps par les deux rayonnements, définie d'après la relation :

$$\xi(t) = \frac{W(0,t) - W(90,t)}{W(90,t)}$$

est constante dans le temps, dans la limite des barres d'erreur.

### III.2.9.

#### Mesure avec champ magnétique

Cette mesure a été faite avec le montage décrit dans le chapitre II.4 aux sept angles : - 15°, 5°, 25°, 45°, 65°, 85°, 105°. Comme dans la mesure en 16000 canaux sans champ, une acquisition bidimensionnelle énergie-temps a été choisie pour le détecteur mobile, le spectre du détecteur fixe étant stocké dans un analyseur à part. La capacité de l'ordinateur(16 K) n'était pas suffisante pour stocker la totalité du spectre bidimensionnel, pour l'expansion dans les dimensions énergie et temps nécessaires. L'accumulation a été limitée aux événements compris dans quatre fenêtres d'énergie, correspondant au pic du rayon gamma de 136 KeV et au fond à sa droite, au pic du rayon gamma de 240 KeV et au fond à sa droite dans la dimension 64 x 64 canaux. Le programme d'exploitation calculait le centre de gravité des pics pour assurer une stabilité des fenêtres entre les mesures aux différents angles. Les deux spectres de temps, déduction de fond faite, l'un prompt dû au rayon gamma de 136 KeV et l'autre retardé dû au rayon gamma de 240 KeV étaient encore contractés sur deux canaux de temps. Le calibrage en temps était de  $4,49 \pm 0,09$  ns pour deux canaux.



Un spectre 64 x 64 du type décrit est présenté dans la figure 14

Une première analyse par la méthode des moindres carrés de la fonction angulaire expérimentale du rayon gamma de 240 KeV a été faite pour chaque canal de temps (de 4,43 ns) avec la fonction forme :

$$A_0 \left\{ 1 + A_2 P_2 \left[ \cos (\theta - \Delta\theta) \right] + A_4 P_4 \left[ \cos (\theta - \Delta\theta) \right] \right\}$$

Les paramètres à déterminer étaient  $A_0$  et  $A_2$ ,  $A_4$  et  $\Delta\theta$ . Quoique le terme en  $A_4$  soit petit dans la mesure de distribution angulaire faite sans champ on a choisi le développement jusqu'au polynôme  $P_4$  parce que le spin du niveau émetteur est 5/2 et que l'on n'avait pas un argument de mécanisme de réaction pour exclure une valeur non nulle du coefficient  $P_4(5/2)$ . La valeur de  $A_4$  trouvée était nulle dans la limite des erreurs pour toutes les valeurs de t.

La dépendance du temps des valeurs de  $A_0$  et  $A_2$  trouvées, présentait les caractéristiques suivantes :

- 1) La valeur de la vie moyenne déduite des valeurs de  $A_0$  était plus grande que celle trouvée par une mesure préliminaire avec champ, ainsi que les valeurs mesurées précédemment (53,54).
- 2) Les valeurs de  $A_2$  n'étaient pas constantes dans le temps.

La présence d'une perturbation supplémentaire devant être exclue par les résultats des mesures sans champ et un excès de fond ayant comme effet de réduire la pente du spectre de temps on en a déduit que les anomalies (1) et (2) devaient être imputées à l'analyse des spectres de temps. Il faut d'autre part remarquer qu'une mauvaise déduction de fond ne peut pas affecter la valeur de  $\Delta\theta$ .



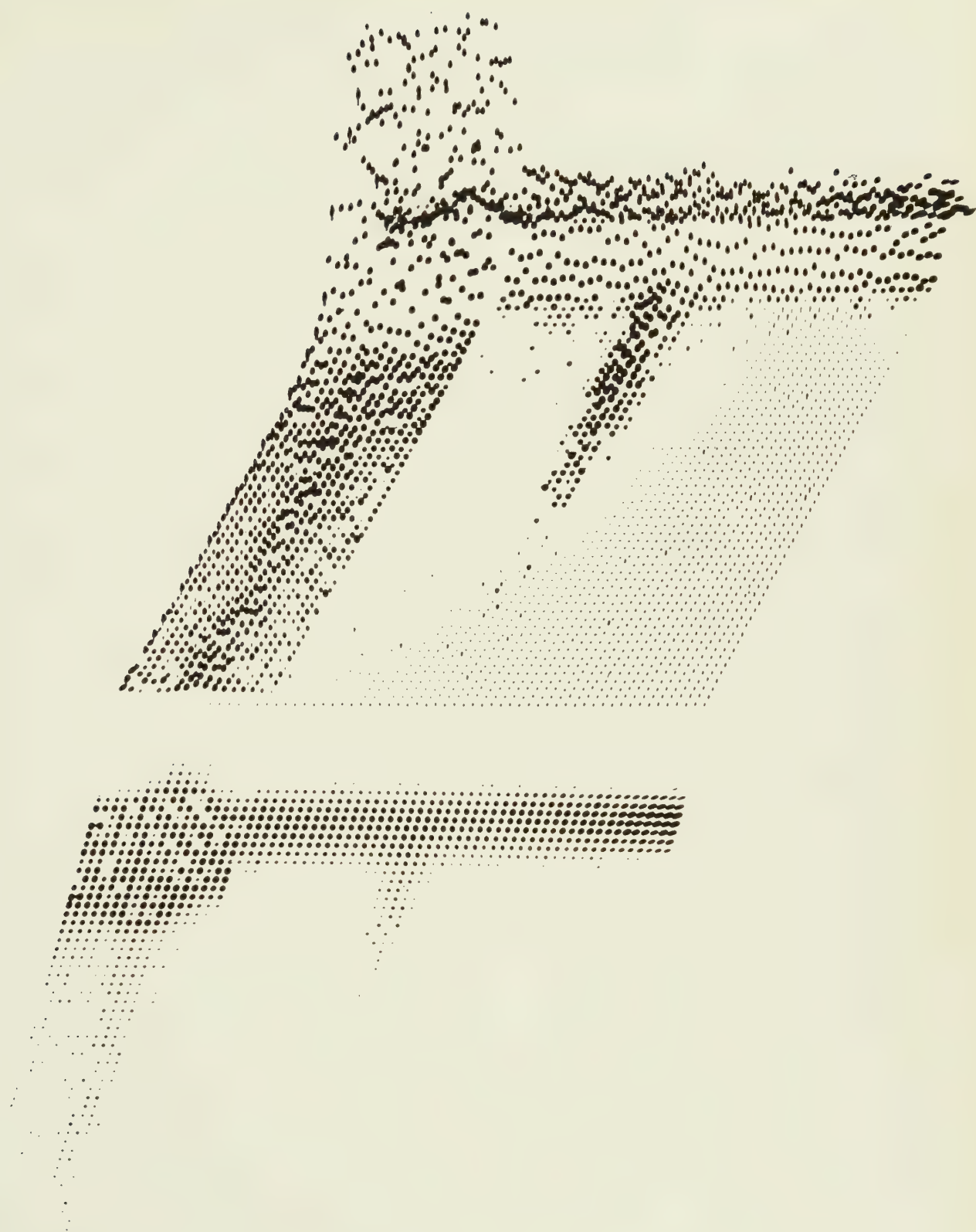


Fig. 14 : Spectre bidimensionnel énergie-temps avec deux fenêtres numériques  
Rayons gamma de 136 Kev. de l'excitation coulombienne du support de Ta et de 240 Kev. du  $^{19}\text{Ne}$ .



On a donc repris l'analyse par la méthode des moindres carrés prenant comme fonction forme :

$$(A_0 - F) \left\{ 1 + A_2 P_2 [\cos(\theta - \Delta\theta)] + A_4 P_4 [\cos(\theta - \Delta\theta)] \right\}$$

où les paramètres à déterminer étaient  $A_0$ ,  $A_2$ ,  $A_4$  et  $F$  (le fond). On a obtenu la meilleure valeur du  $\chi^2$  pour un fond de 125.

Les résultats finaux sont donc :

$$\text{I) } F = 125 \quad T_{1/2} = 3,72 \pm 0,03 \quad A_2 = 0,33 \pm 0,01$$

En arrêtant le développement au terme de  $P_2(\cos \theta)$  on obtient :

$$\text{II) } F = 105 \quad T_{1/2} = 3,76 \pm 0,02 \quad A_2 = 0,32 \pm 0,01$$

Si on introduit le calibrage en temps et la valeur du champ magnétique on a pour les deux cas :

$$\text{I) } T_{1/2} = 16,70 \pm 0,35 \quad g = -0,321 \pm 0,018$$

$$\text{II) } T_{1/2} = 16,85 \pm 0,35 \quad g = -0,336 \pm 0,018$$

### III.2.10.

#### Mesure du champ magnétique

La mesure du champ magnétique de l'aimant, dont la courbe de réponse champ-intensité du courant des bobines est représentée dans la figure 8 du chapitre II 4, a été faite à l'aide d'une sonde Hall. Le calibrage de cette sonde ainsi que le tarage du coffret ont été particulièrement soignés. La valeur choisie a été de  $13,456 \pm 0,135$  K G. La valeur de l'erreur est donnée par une erreur de distribution sur la série des mesures de 0,66 % et une appréciation de l'erreur de calibrage à environ 0,80 %.





## III.2.11

Discussions des résultats

Les valeurs de  $T_{1/2} = 16,70 \pm 0,35$  et  $T_{1/2} = 16,86 \pm 0,35$  obtenues dans les analyses I et II avec champ, sont inférieures à la valeur de  $T_{1/2} = 18,4 \pm 0,8$  obtenues par BECKER et collaborateurs (55) et à la valeur de  $T_{1/2} = 17,7 \pm 0,5$  obtenue au même temps que nous par BLECK et collaborateurs (56).

Les deux valeurs du facteur gyromagnétique nucléaire des cas I et II comparés à la valeur  $g = -0,296 \pm 0,003$  obtenue dans la référence (57) sont plus grandes de plus qu'une déviation standard. La valeur du facteur du  $^{19}\text{F}$  choisie par ces auteurs est de :  $g = +1,442 \pm 0,003$ . Une autre valeur existe (58) :  $g = 1,436$ .

La détermination de la valeur du facteur  $g$  est dans notre cas liée à la précision de la détermination de la valeur du champ magnétique et à la précision du calibrage en temps.

Les valeurs du moment dipolaire magnétique qui découlent des valeurs I et II du facteur  $g$  sont :

$$\text{I) } g = -0,321 \pm 0,018 \qquad \mu_{\text{I}} = -0,803 \pm 0,044$$

$$\text{II) } g = -0,336 \pm 0,018 \qquad \mu_{\text{I}} = -0,840 \pm 0,046$$



## III.2.12.

Conclusion

La valeur non nulle du terme  $A_4$  de la distribution angulaire sans champ du rayonnement de 240 KeV, ainsi que la valeur de la vie confirment la valeur  $5/2^+$  pour le premier niveau excité du  $^{19}\text{Ne}$  et le caractère quadripolaire électrique de la transition électromagnétique. Les valeurs du moment magnétique pour un neutron impair calculées d'après les formules de Schmidt sont :

$$- 1,913 \text{ pour } j = l + 1/2 \text{ et } + 1,340 \text{ pour } j = l - \frac{1}{2}$$

Les valeurs des moments magnétiques des niveaux excités diffèrent fréquemment des valeurs calculées d'après les formules de Schmidt, et donc le désaccord entre notre valeur et la valeur  $- 1,913$  qui doit être retenue n'est pas étonnant.

Dans l'hypothèse que la configuration de niveau est  $(d_{5/2})^3$  pure, la valeur  $- 0,625$  pour le moment dipolaire magnétique a été calculée <sup>(56)</sup>, la valeur pour le niveau à 197 KeV du  $^{19}\text{F}$  étant 3,500.

Les premiers niveaux excités à parité positive du  $^{19}\text{F}$  ont été expliqués <sup>(58)</sup> avec succès par un modèle dans lequel des états de trous dans la couche sd sont couplés au niveau fondamental du  $^{20}\text{Ne}$  décrit comme un état rotationnel. La valeur du moment magnétique du niveau à 197 KeV du  $^{19}\text{F}$ , calculée dans ce modèle, est de 3,600, la valeur expérimentale étant 3,605. La valeur correspondante dans le  $^{19}\text{Ne}$  obtenue en utilisant un état de trou de neutrons au lieu d'un état de trou de protons est  $-1,00$ . On voit que les deux modèles donnent un très bon accord avec l'expérience dans le cas du  $^{19}\text{F}$ , tandis que la valeur expérimentale

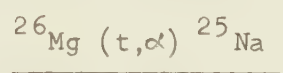


dans le cas du  $^{19}\text{Ne}$  est juste intermédiaire entre les deux valeurs théoriques. Ce désaccord pourrait confirmer l'hypothèse que la configuration de ce niveau est un mélange de configurations comme l'indiqueraient les très grandes énergies de liaison<sup>(46)</sup>.



### III. 3

Corrélations angulaires  $\alpha$ - $\gamma$  dans la réaction







La connaissance des propriétés des niveaux excités du  $^{25}\text{Na}$  présente un intérêt considérable du point de vue de plusieurs modèles. Ce noyau présente en effet une couche fermée de 14 neutrons et il lui manque trois protons pour compléter la couche 1 d. Le cas est donc analogue à celui de  $^{19}\text{O}$  dans lequel trois neutrons sont au delà de la couche fermée. La correspondance pour l'énergie d'excitation du premier niveau excité est remarquable et il est intéressant de vérifier si la configuration  $(d_{5/2})^3$  qui explique le spin 5/2 du niveau fondamental, 3/2 du premier niveau excité et 9/2 du niveau à 2779 KeV dans  $^{19}\text{O}$  est vérifiée (46) dans  $^{25}\text{Na}$ .

Le spin isotopique des premiers niveaux du  $^{25}\text{Na}$  est  $T = 3/2$ . Plus la valeur du spin isotopique est grande, plus il est difficile de déformer le noyau. En effet, pour de grandes valeurs de spin isotopique la fonction d'onde est symétrique dans la dépendance en spin isotopique. Cette fonction d'onde sera donc antisymétrique quant aux coordonnées de spin et d'espace. Cela réduit considérablement l'interaction à courte portée entre les particules. La déformation du "cœur" dérive surtout de l'interaction entre particules et donc on peut s'attendre à une faible déformation du "cœur".

Le modèle de NILSSON à particule indépendante prévoit, pour une faible déformation les spins 5/2, 3/2 et 1/2 pour les niveaux fondamental, premier et deuxième excité respectivement<sup>(2)</sup>. Cela représente une inversion des valeurs de spin entre le niveau fondamental et premier excité du  $^{23}\text{Na}$ . Il serait donc intéressant de vérifier cette prédiction.



### III.3.2. Difficultés expérimentales

Les seules réactions à bilan positif qui permettent d'alimenter les niveaux du  $^{25}\text{Na}$  sont les réactions  $^{23}\text{Na}(t,p)^{25}\text{Na}$  et  $^{26}\text{Mg}(t,\alpha)^{25}\text{Na}$  qui ont  $Q = 7,492 \pm 0,012$  et  $Q = 5,664 \pm 0,010$  MeV respectivement (3). L'utilisation d'un faisceau de tritons présente principalement deux types de problèmes :

- 1) L'intensité du faisceau est faible, de l'ordre de quelques  $10^{-8}$  A.
- 2) La contribution des autres réactions produites en même temps est très importante au point de rendre dans notre cas indéchiffrable le spectre gamma direct et le spectre de particules sans discrimination de leur nature.

Un spectre gamma pris dans un détecteur GeLi de 22 cc. et un spectre de particules pris dans une jonction placée à  $120^\circ$  de la réaction  $^{26}\text{Mg}(t,\alpha)^{25}\text{Na}$  à  $E_t = 3$  MeV sont présentés dans les figures 15 et 16.

Cette réaction a été choisie parce que le spin du  $^{26}\text{Mg}$ , du triton et de la particule alpha étant respectivement 0,  $1/2$  et 0 seul le sous-niveau magnétique  $1/2$  des niveaux  $^{25}\text{Na}$  pouvait être alimenté, dans les mesures de corrélation angulaire par la méthode de L.F. II.

La complexité du spectre a été réduite par le choix des caractéristiques des détecteurs. En prenant une jonction annulaire de particules d'épaisseur effective  $\leq 60 \mu\text{m}$  la région du spectre d'énergie supérieure à 3 MeV ne contient que des groupes  $\alpha$ . Une jonction GeLi "planar" de 4,5 cc a été utilisée pour la détection des rayonnements gamma. Cette dernière ayant une surface importante, environ  $8 \text{ cm}^2$ , et une faible épaisseur, environ 5,2 mm, présente ainsi une efficacité de détection élevée pour les rayons gamma de basse énergie mais assez faible pour les rayons gamma de haute énergie.



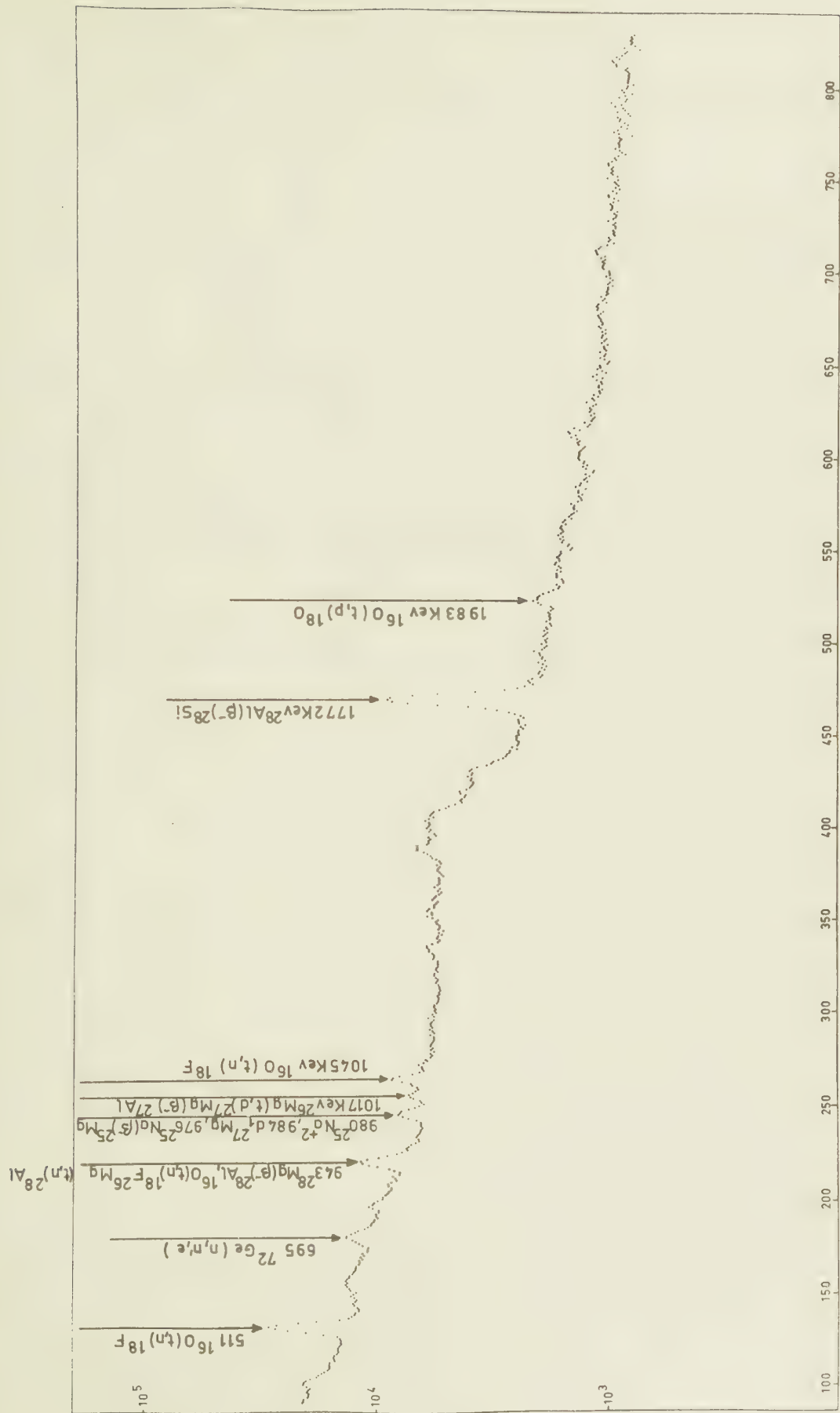


Fig.15 Spectre des rayons gamma à  $E_t = 3 \text{ Mev}$ .



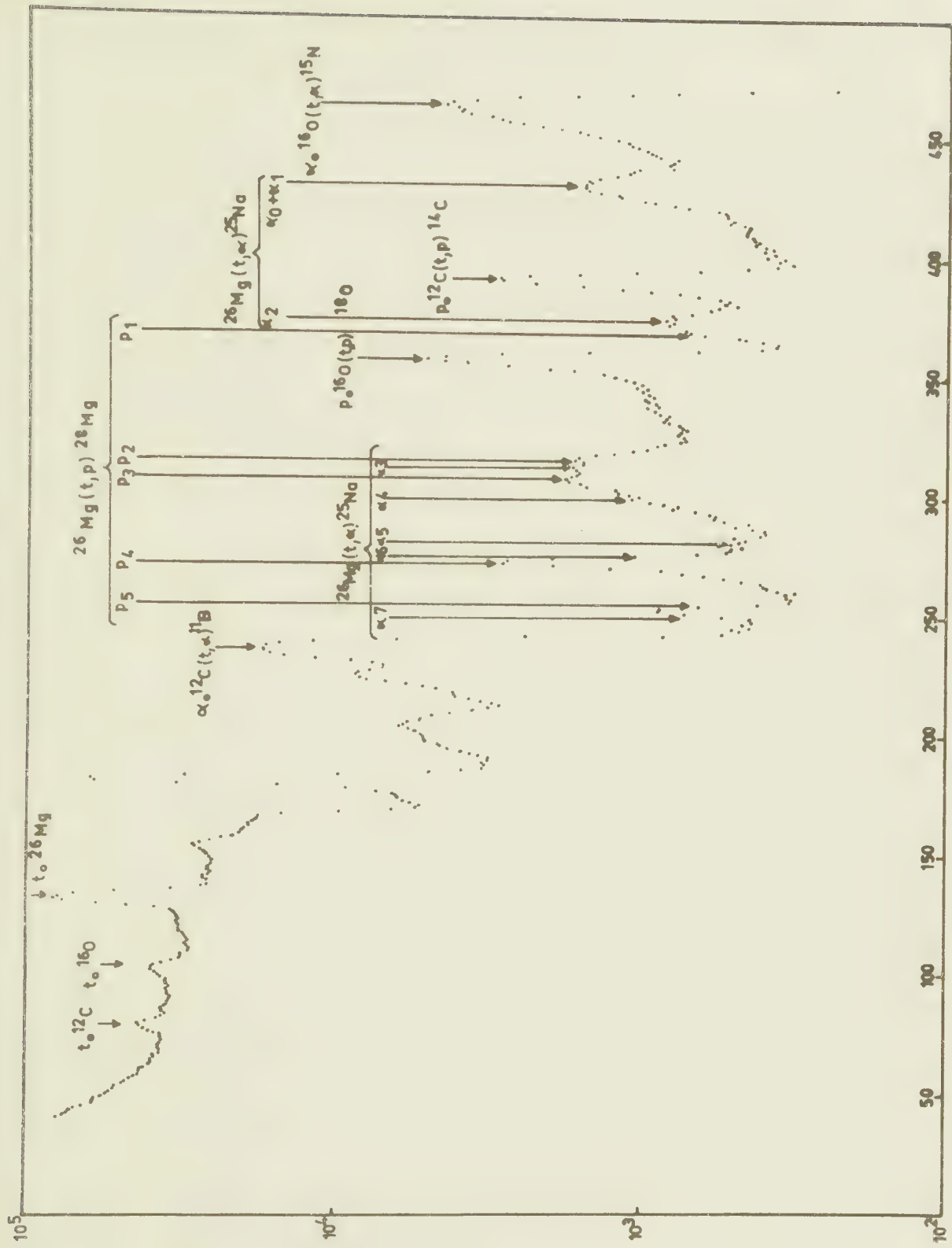


Fig.16 Spectre de particules pris a  $120^\circ$  et à  $E_t = 3 \text{ Mev}$ . Cible autoportée de  $^{26}\text{Mg}$  isotopique de  $\sim 100 \mu\text{g}/\text{cm}^2$  sur carbone  $\sim 15 \mu\text{g}/\text{cm}^2$





III.3.3. Mesure des corrélations et du temps de vie à

$$\underline{E_t = 1,6 \text{ MeV}}$$

La méthode expérimentale et le montage électronique pour la mesure des corrélations angulaires particule-rayons gamma ont été décrits au chapitre II 1, cas 2. Le schéma des niveaux de  $^{19}\text{O}$  et de  $^{25}\text{Na}$  sont représentés dans la figure 17. La figure 18 représente le montage expérimental pour la mesure simultanée de la corrélation angulaire par la méthode LF II et de la vie moyenne par la méthode des coïncidences différées. Le détecteur de particules était commun aux deux mesures, le photomultiplicateur avec un cristal NaI(Tl) de 3 mm était le détecteur de la mesure de vie moyenne.

Nous avons mesuré la corrélations angulaire entre les deux groupes  $\alpha_1$  et  $\alpha_2$ , correspondant au premier et deuxième niveau excité du  $^{25}\text{Na}$ , et le rayon gamma de 90 KeV, noté  $\gamma_{10}$  dans la suite. Les cibles étaient obtenues par évaporation sous vide de  $^{26}\text{Mg}$  métallique isotopiquement pur à 99,8 % sur un support de carbone d'environ  $15 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ . L'épaisseur de la couche de  $^{26}\text{Mg}$  a été estimée à environ  $150 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ . La normalisation de centrage et d'anisotropie d'absorption a été faite à l'aide du rayon gamma de 110 KeV de la réaction  $^{19}\text{F}(p,p')^{19}\text{F}$ . Nous avons obtenu dans l'ajustement par la méthode des moindres carrés avec la fonction :

$$1 + A_2 P_2 (\cos \theta)$$

$$A_2 = 0,25 \pm 0,17 \quad \text{pour la corrélation } \alpha_1 - \gamma_{10}$$

$$A_2 = 0,11 \pm 0,21 \quad \text{pour la corrélation } \alpha_2 - \gamma_{10}$$

Un développement en polynômes de Legendre limité au terme d'ordre 2 donnait le meilleur  $\chi^2$  pour l'ajustement de la corrélation  $\alpha_1 \gamma$ , tandis que pour la corrélation  $\alpha_2 \gamma_{10}$  le meilleur ajustement était obtenu avec



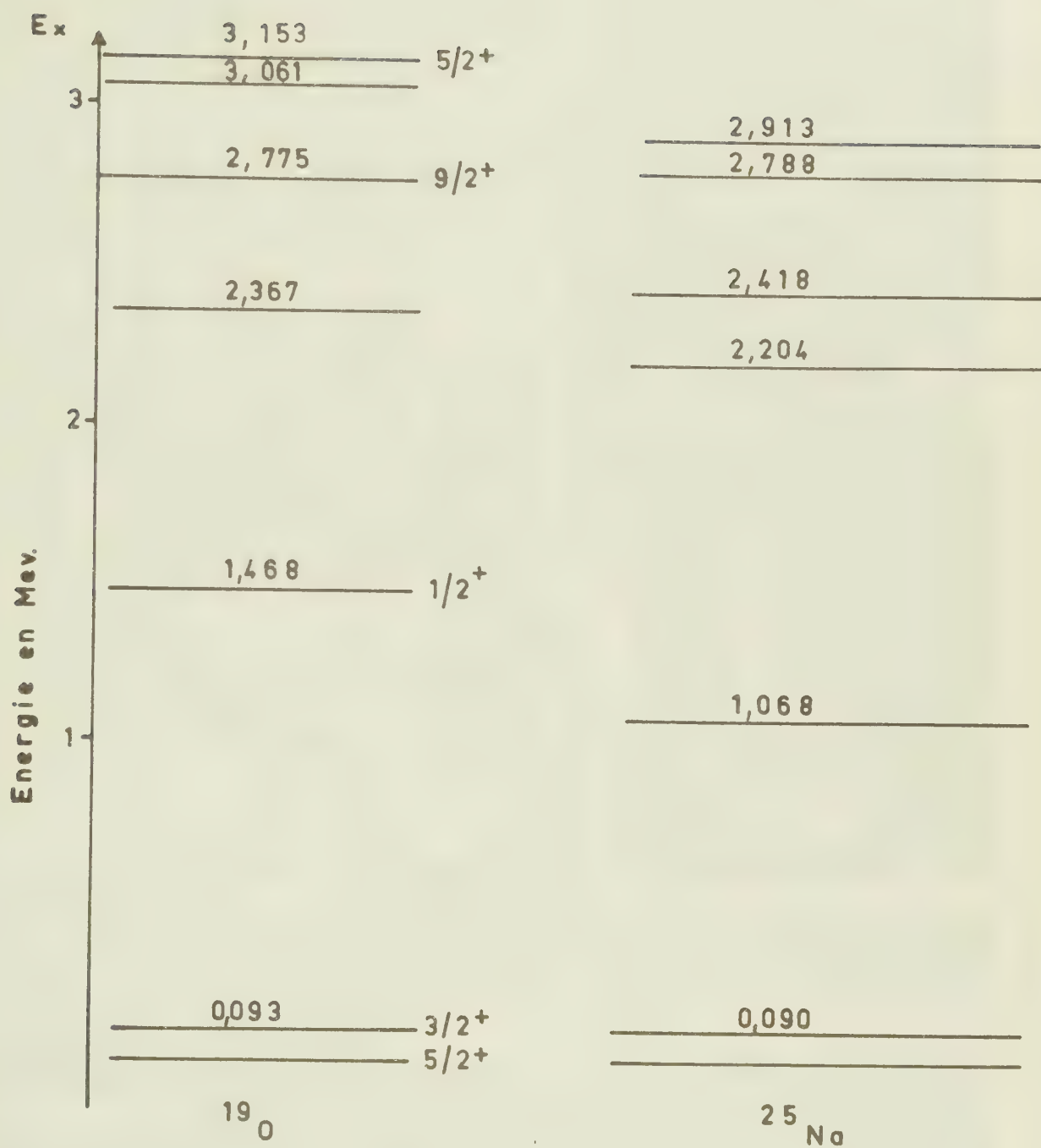


Fig. 17



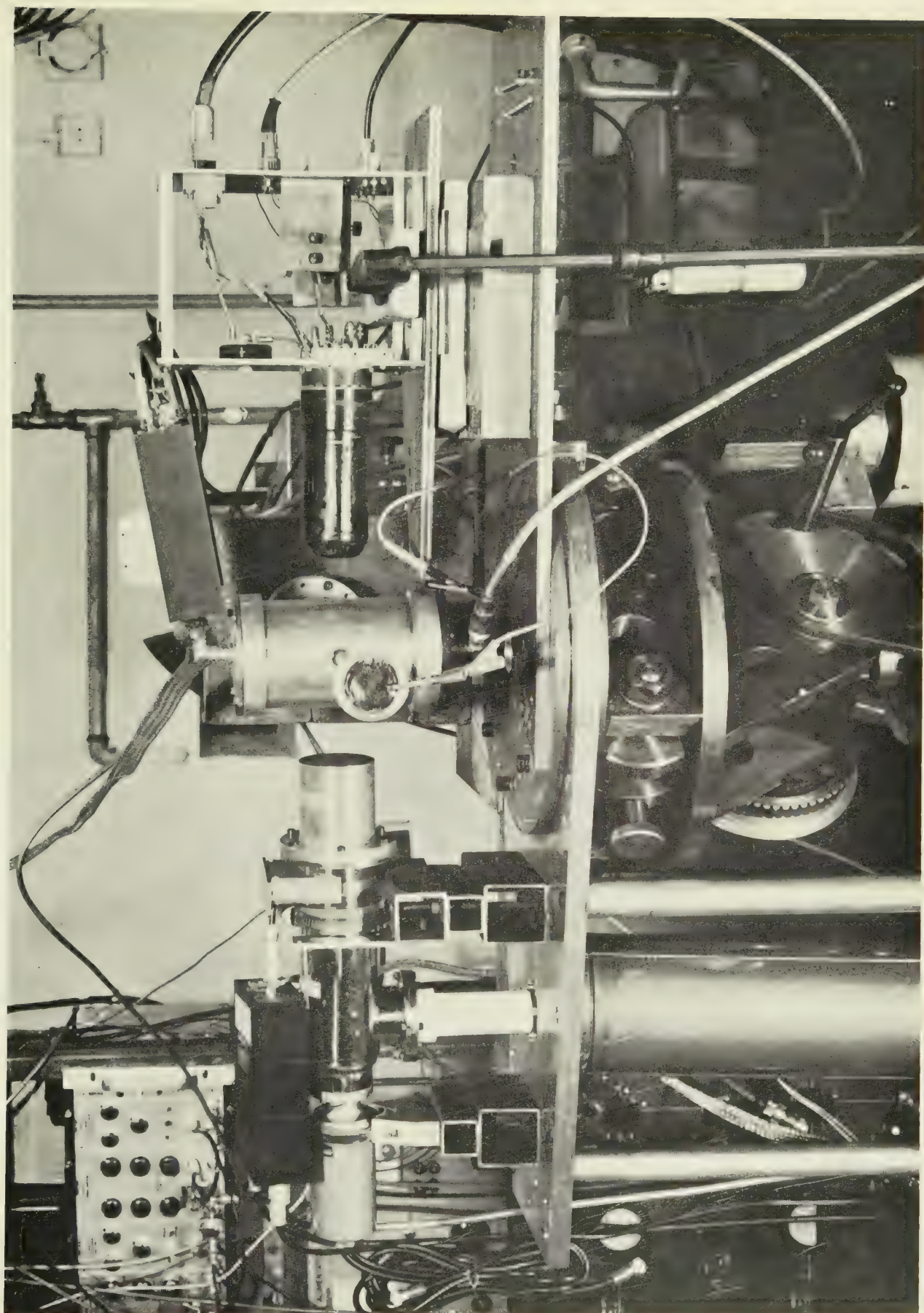


Fig. 18: Montage pour la mesure simultanée de la vie moyenne et de la corrélation angulaire du rayon gamma de 90 Kev. dans la réaction  $^{26}\text{Mg} (t, \alpha) ^{25}\text{Na}$ .





une constante. La valeur de la vie moyenne mesurée par la méthode des coïncidences différées <sup>(61)</sup>, est :

$$\tau = 7,4 \pm 0,4 \text{ ns}$$

Ce résultat est en accord avec le résultat de  $7,3 \pm 0,7 \text{ ns}$  obtenu par Chase et collaborateur <sup>(62)</sup>.

### III.3.4.

#### Mesures à $E_t = 3 \text{ MeV}$

Pour améliorer la statistique et en même temps avoir des renseignements sur les niveaux de plus grande énergie d'excitation nous avons effectué une mesure bidimensionnelle,  $(64 \times 32) \times 2$  avec détection simultanée des fortuites (voir fig. 4 du chapitre II), de la fonction de corrélation angulaire.

La mesure des corrélations des 6 premiers groupes alpha ( $\alpha_1 \dots \alpha_6$ ) correspondant aux 6 premiers niveaux excités du  $^{25}\text{Na}$  en coïncidence avec le rayon  $\gamma_{10}$  de 90 KeV a ainsi été effectuée (fig. 19). La figure 20 montre le spectre total de particules en coïncidence à l'angle  $90^\circ$  du compteur gamma. On y voit que les niveaux à 2418 KeV ne se désexcitent pas directement, ou par une cascade, vers le premier niveau excité. Le troisième niveau excité à 2204 KeV pourrait se désexciter soit directement vers le niveau fondamental, soit vers le premier et vers le deuxième niveau excité. Le deuxième niveau excité à 1068 KeV peut décroître soit directement par une transition vers le niveau fondamental, soit vers le premier niveau excité.

Le circuit de comptage du moniteur ayant donné des résultats inconsistants, le raccordement habituel des mesures prises aux différents





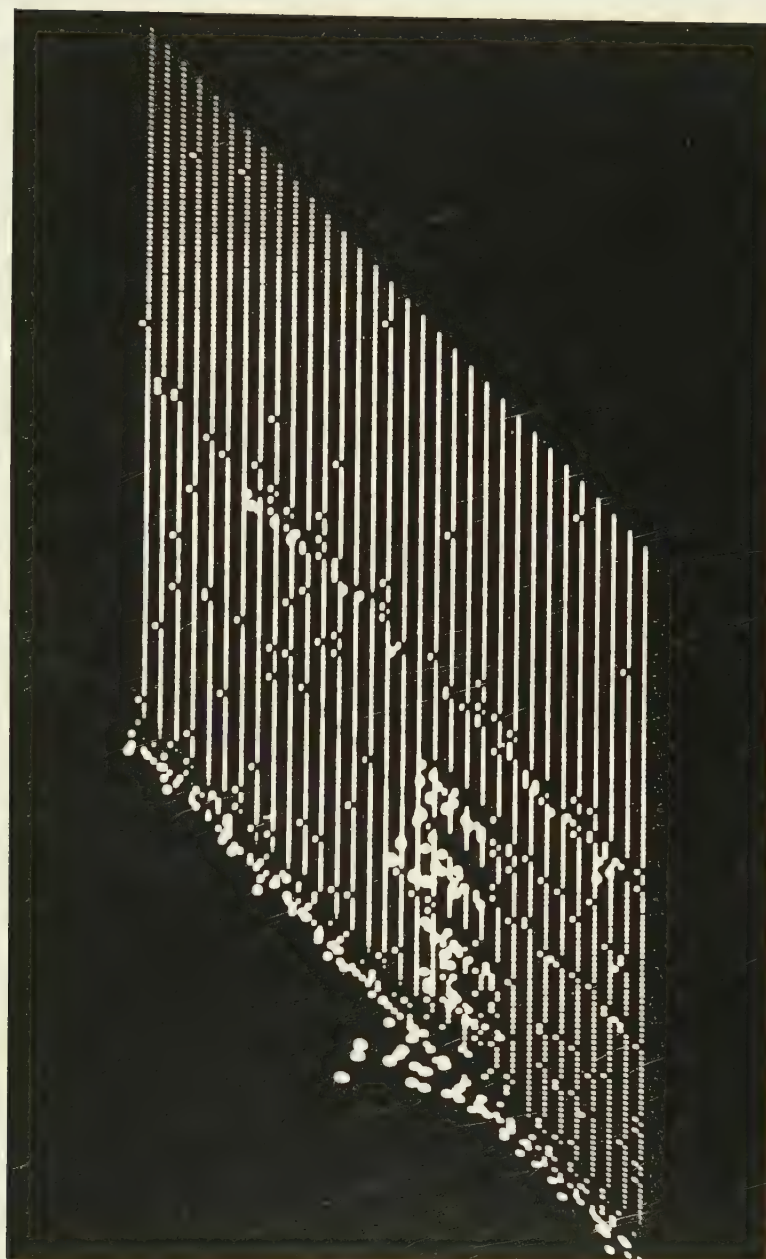


Fig. 19 : Spectre bidimensionnel  $\alpha$ - $\gamma$  de la réaction  $^{26}\text{Mg} (t, \alpha) ^{25}\text{Na}$  à  $E_t = 3 \text{ Mev}$ .



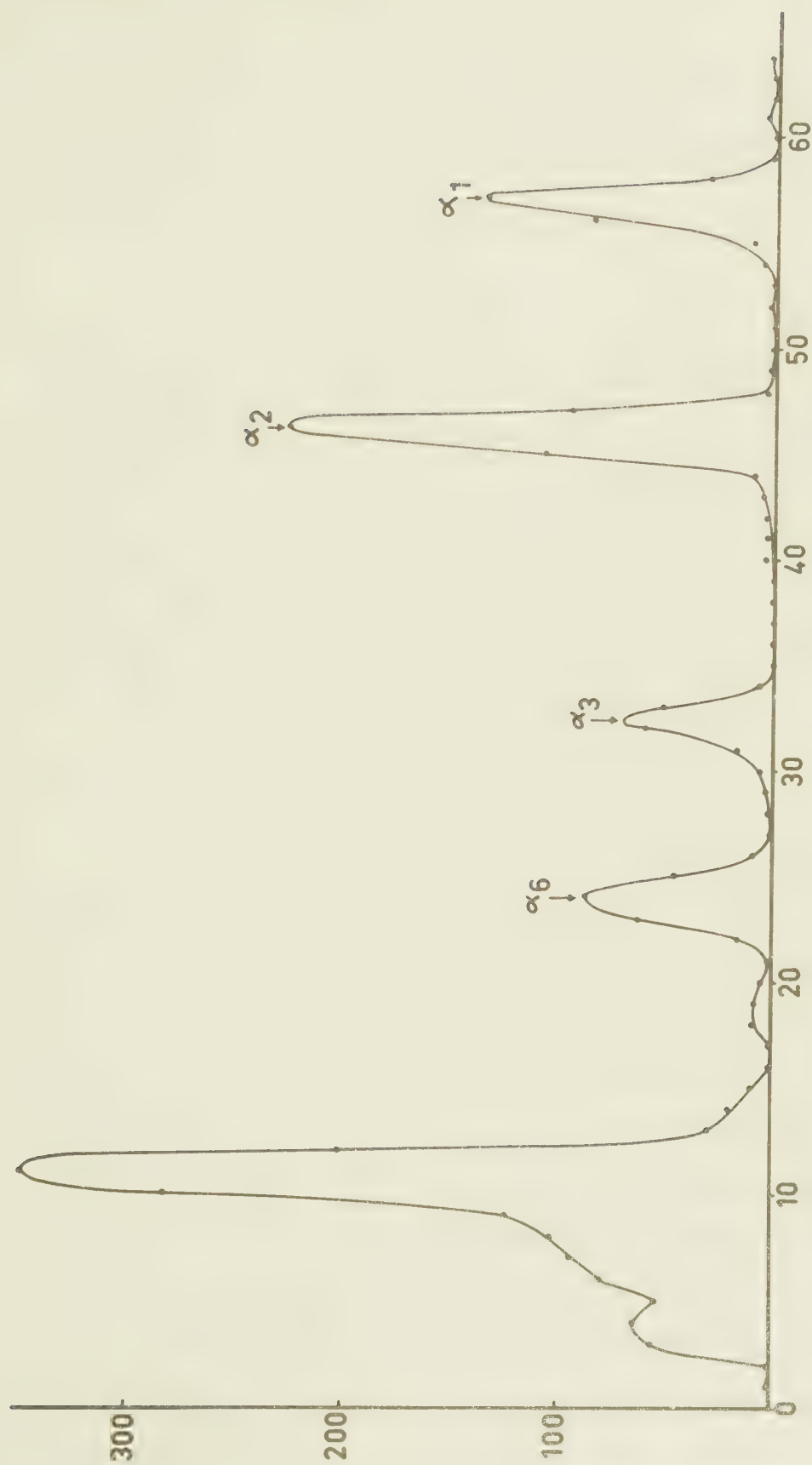


Fig.20: Spectre des particules en coïncidence avec le rayon gamma de 90 Kev. de la réaction

$^{26}\text{Mg}(t, \alpha)^{25}\text{Na}$   $E_t = 3 \text{ Mev.}$



angles et leur normalisation à l'aide d'une distribution angulaire isotrope, n'ont pu être effectués directement. La fonction de corrélation  $\alpha_1 - \gamma_{10}$  a été corrigée en prenant le rapport des taux de comptage  $\alpha_1 - \gamma_{10} / \alpha_2 - \gamma_{10}$  pour chaque angle, et en ajustant le résultat à la fonction :

$$1 + A_2 P_2 (\cos \theta)$$

avec  $A_2 = + 0,27 \pm 0,09$ .

Cette façon de procéder donne un résultat en accord avec la valeur moins précise obtenue à  $E_t = 1,6$  MeV et avec la valeur  $A_2 = 0,25 \pm 0,04$  trouvée par Becker et collaborateurs <sup>(63)</sup> pour  $E_t = 2,6$  MeV ; puisqu'un seul sous-niveau est peuplé dans la méthode L.F. II, le coefficient  $A_2$  doit effectivement être indépendant de l'énergie de bombardement.

L'accord ainsi trouvé requiert l'isotropie de la corrélation angulaire  $\alpha_2 - \gamma_{10}$  ; ce résultat est discuté plus loin.

### III.3.5. Discussion des résultats

La radioactivité  $\beta^-$  du  $^{25}\text{Na}$  vers le  $^{25}\text{Mg}$  comprend trois branches permises, alimentant des niveaux de valeurs  $J^\pi = 5/2^+$ ,  $3/2^+$  et  $(7/2)^+$  respectivement ; la branche  $\beta_1$  vers le premier niveau excité ( $E = 585,2$  KeV,  $J^\pi = 1/2^+$ ) possède un log ft supérieur à 6,7. Ces résultats impliquent  $J^\pi = 5/2^+$  pour l'état fondamental du  $^{25}\text{Na}$ . Une discussion de cette radioactivité a permis à Das Gupta <sup>(64)</sup> de préciser la description de l'état fondamental du  $^{25}\text{Na}$  dans le modèle de Nilsson.

L'étude par Dehnhard <sup>(65)</sup> de la réaction  $^{26}\text{Mg}(d, ^3\text{He})^{25}\text{Na}$  montre que le deuxième niveau excité,  $E = 1068 \pm 7$  KeV, a les spin et parité  $J^\pi = 1/2^+$  et correspond probablement à la configuration simple  $(1 d5/2)_0^2$  s  $1/2$  du modèle en couches (ou le niveau  $K = 1/2$  du modèle de Nilsson <sup>(59)</sup>). La valeur de ce spin est confirmée par l'isotropie de



la corrélation angulaire  $\alpha_2 - \gamma_{10}$  (voir plus haut) et de la corrélation angulaire entre le groupe  $\alpha_2$  et les rayons  $\gamma$  d'énergie 978 KeV de la désexcitation du deuxième niveau excité vers le premier trouvée par Becker et collaborateurs (62).

En ce qui concerne le premier niveau excité, la figure 21 compare les valeurs expérimentales (ce travail, et Becker et coll.) du coefficient  $A_2$  de la corrélation angulaire  $\alpha_1 - \gamma_{10}$ , en fonction du coefficient de mélange pour des cascades de spin 3/2 vers 5/2, 5/2 vers 5/2 et 7/2 vers 5/2. Le tableau III présente les valeurs des coefficients de mélange obtenus par la méthode décrite au chapitre II.8, ainsi que les valeurs des intensités de transition exprimées en unités Weisskopf. La valeur positive de la parité du niveau excité est ainsi confirmée (63) mais il n'est pas possible de discriminer entre les valeurs 3/2, 5/2 et 7/2 pour le spin du premier niveau excité.

Les niveaux  $T = 3/2$  de  $^{25}\text{Al}$  isobariques analogues des niveaux fondamental et premier excité  $^{25}\text{Na}$  ont été déterminés et leurs modes de désexcitation gamma vers les niveaux  $T = 1/2$  mesuré (66).

La valeur 3/2 pour le spin du premier niveau excité semblerait ainsi la plus probable. Si cette hypothèse est retenue, la valeur de la vie moyenne et du coefficient de mélange indiqueraient que la transition dipolaire magnétique, interdite entre les niveaux de  $(d\ 5/2)^3\ 3/2$  et  $(d\ 5/2)^3\ 5/2$  qui sont de séniorité différente, se ferait par une contamination d'autres configurations.

Récemment, les rapports d'embranchements entre les rayons gamma de la désexcitation vers le niveau fondamental (notés  $\gamma^0$ ) et vers le premier niveau excité (notés  $\gamma^1$ ) des niveaux à 1,068, 2,204, 2,419, 2,760





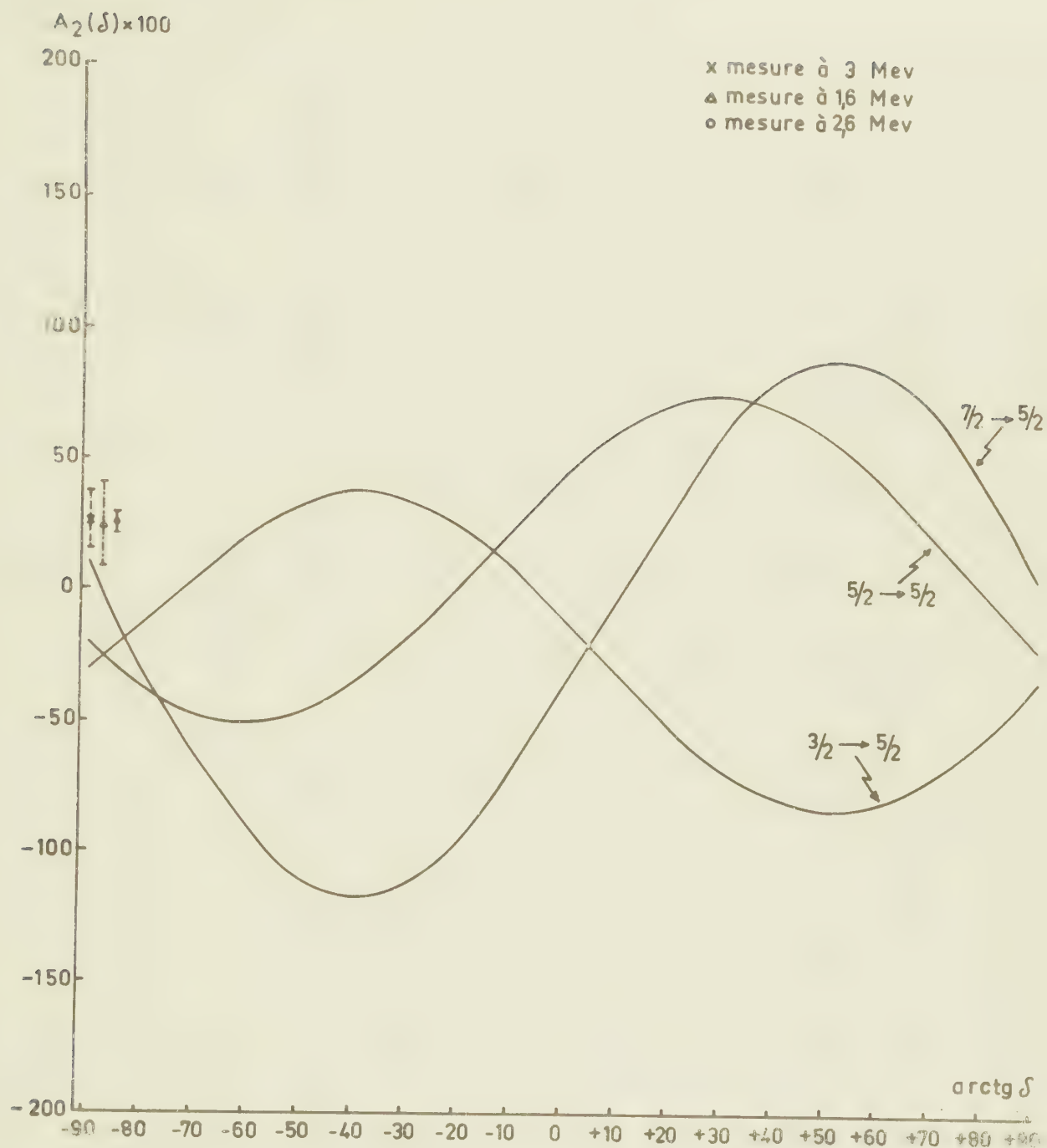


Fig.21: Valeurs théoriques du  $A_2$  en fonction de  $\arctg \delta$  pour différentes valeurs de spin. Comparaison avec les valeurs expérimentales



TABLEAU III

| transition $J_i^\pi \rightarrow J_f^\pi$ | $\delta^2$ | $ M ^2$              |                   |
|------------------------------------------|------------|----------------------|-------------------|
|                                          |            | M1                   | E2                |
| $3/2^+ \rightarrow 5/2^+$                | 0,31       | $4,5 \times 10^{-3}$ | $1,0 \times 10^3$ |
|                                          | 1,45       | $2,4 \times 10^{-3}$ | $2,6 \times 10^3$ |
| $5/2^+ \rightarrow 5/2^+$                | 0,02       | $5,8 \times 10^{-3}$ | $2,7 \times 10^2$ |
|                                          | 8,88       | $6,0 \times 10^{-4}$ | $3,9 \times 10^3$ |
| $7/2^+ \rightarrow 5/2^+$                | 0,12       | $5,3 \times 10^{-3}$ | $4,5 \times 10^2$ |
|                                          | 15,85      | $3,5 \times 10^{-4}$ | $4,1 \times 10^3$ |



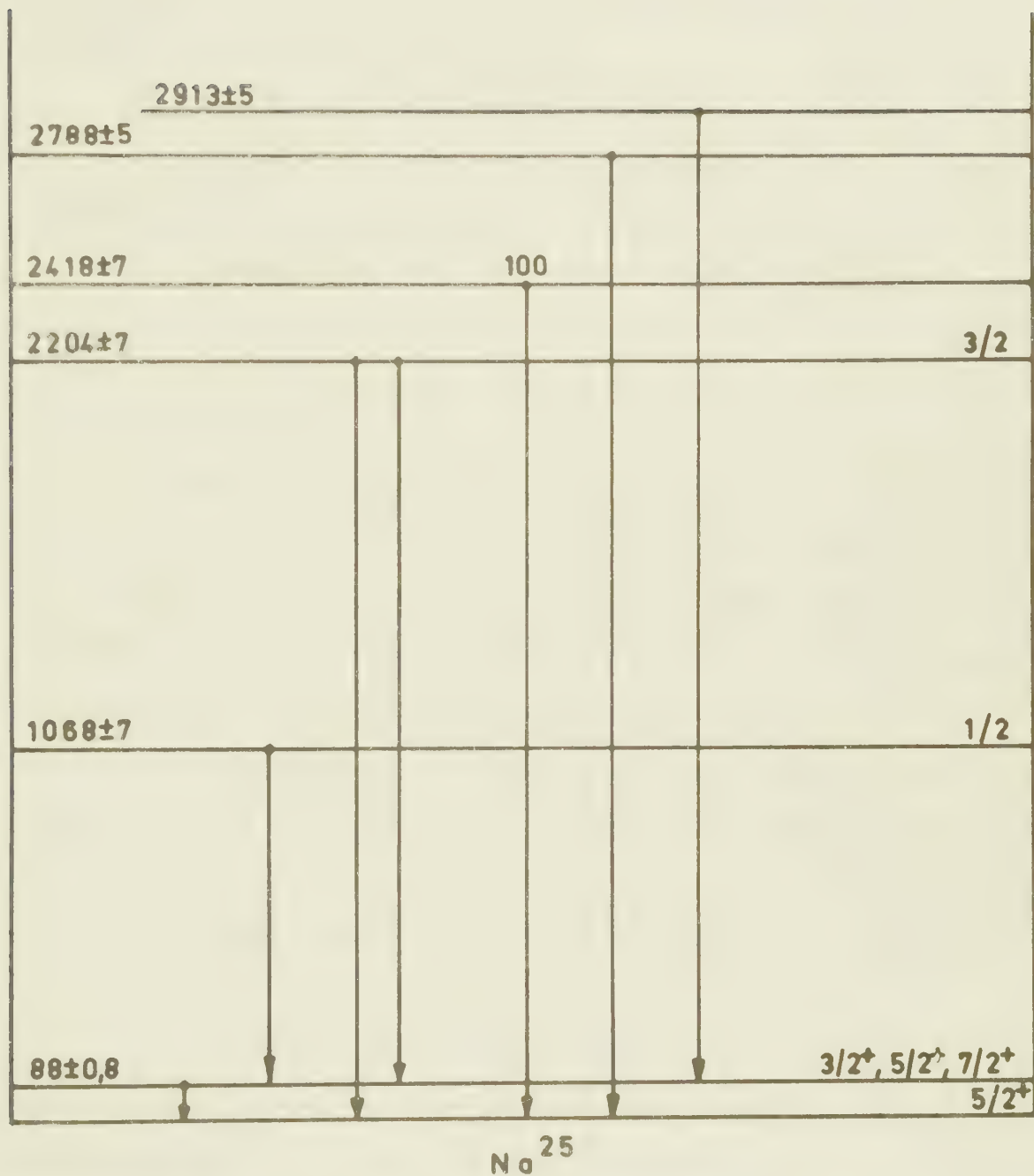


Fig. 22 : Niveaux et transitions gamma dans le  $^{25}\text{Na}$

Les transitions gamma présentées sont celles vues par nous ou par Chase et collaborateurs <sup>(62)</sup>



et 2,913 MeV, obtenus par la réaction  $^{23}\text{Na}(t,p)^{25}\text{Na}$ , ont été mesurés (67).  
 Les valeurs du rapport des intensités  $\gamma^0/\gamma^1$  sont respectivement :  
 0,13 ; 2,5 ;  $>12$  ;  $>50$  ;  $<0,04$

Le niveau  $9/2$  de la configuration  $(d_{5/2})^3$  pourrait être d'après la désexcitation vers le niveau fondamental, soit le niveau à 2,42 MeV, soit le niveau à 2,79 MeV.

La combinaison de ces résultats avec les nôtres nous a amené à proposer le schéma présenté dans la figure 22.

### III.3.6. CONCLUSION

Quand nous avons fait cette expérience, nous ne pouvions pas encore disposer de détecteur GeLi de taille suffisamment grande pour détecter les rayonnements gamma d'énergie élevée dans une géométrie de corrélation angulaire. Il serait intéressant de mesurer les corrélations angulaires entre les groupes alpha et les rayonnements gamma qui se désexcitent soit vers le premier niveau excité soit vers le niveau fondamental. Cela apporterait, même avec les très faibles statistiques qu'il faut s'attendre à avoir, des renseignements plus précis sur la nature de ces niveaux excités, ainsi que la discrimination entre les trois valeurs possibles du spin du premier niveau excité.

Les résultats des corrélations angulaires  $\alpha_3 - \gamma_{10}$  et  $\alpha_6 - \gamma_{10}$  n'ont pas été utilisés dans la discussion, en attendant d'avoir des renseignements plus sûrs sur le schéma de désexcitation des niveaux excités.

Il apparaît ainsi que la discussion des résultats expéri-





mentaux ne peut qu'être encore fragmentaire, en partie à cause de leur précision limitée. Par ailleurs, la description théorique des niveaux de  $^{25}\text{Na}$  est encore incomplète parce que dans les familles  $A = 25$  et  $N$  ou  $Z = 11$ , ce noyau se singularise par sa petite déformation.



### III. 4

Corrélations angulaires protons- $\gamma$

dans la réaction  $^{52}\text{Cr}(\text{d},\text{p})^{53}\text{Cr}$



### III.4.1. Nature des premiers niveaux excités du $^{53}\text{Cr}$

La mesure des facteurs spectroscopiques dans les réactions de stripping et de pick up est un moyen puissant pour déterminer la nature collective des niveaux d'un noyau. La détermination des propriétés de la transition électromagnétique émise par ces mêmes niveaux permet également de déterminer leurs configurations en mesurant les coefficients de mélange entre les différentes multipolarités possibles. La connaissance de ces propriétés est particulièrement intéressante dans le cas du  $^{53}\text{Cr}$ , dont le schéma des niveaux <sup>(68,69)</sup> est présenté dans la figure 23, parce que ce noyau a un neutron en plus de la couche fermée  $f_{7/2}$  de 28 neutrons. Les trois états de modèle en couche possibles pour ce neutron sont les états  $p_{3/2}$ ,  $p_{1/2}$ , et  $f_{5/2}$ . Ramavataram<sup>(70)</sup> a calculé l'énergie de ces niveaux en supposant que ce neutron célibataire soit couplé à des états excités par vibrations quadrupolaires du  $^{52}\text{Cr}$ . Le résultat de ses calculs est également présenté dans la figure 23. Maxwell et collaborateurs <sup>(71)</sup> ainsi que Vervier<sup>(72)</sup> expliquent les mêmes niveaux comme dûs au couplage d'états de neutrons  $p_{3/2}$ ,  $p_{1/2}$  et  $f_{5/2}$  couplés à des états de coeur à 2, 4 et 6 protons dans la couche  $f_{7/2}$ .

Des mesures de mécanisme de réaction ont donc amené à des hypothèses sur les valeurs du spin des premiers niveaux excités du  $^{53}\text{Cr}$ , une mesure de corrélation angulaire  $\gamma - \gamma$  a permis de restreindre <sup>(73)</sup> aux valeurs 3/2 ou 1/2 le spin du premier niveau excité à 565 KeV et des mesures de rapports d'embranchements entre les différentes transitions possibles ont amené Rollefson et collaborateurs à définir



les spins des premiers niveaux excités comme indiqués dans la figure 23.

### III.4.2.

#### Description de l'expérience

La méthode de mesure et l'appareillage utilisé ont été décrits au chapitre II.1 cas 1. La méthode LF II avec détection des particules à  $0^\circ$  a été choisie par ce que le bilan de la réaction  $^{52}\text{Cr} (d,p) ^{53}\text{Cr}$  est très positif. Pour une énergie de bombardement de  $E_d = 4 \text{ MeV}$  on a pour les 6 premiers groupes de protons les énergies suivantes:

$$p_0 = 9,717 \text{ MeV} \quad p_1 = 9,153 \text{ MeV} \quad p_2 = 8,712 \text{ MeV}$$

$$p_3 = 8,432 \text{ MeV} \quad p_4 = 8,182 \text{ MeV} \quad p_5 = 7,749 \text{ MeV}$$

Les groupes de protons correspondant aux deux contaminants principaux  $^{12}\text{C}$  et  $^{16}\text{O}$  avaient respectivement les énergies :

$$p_0 = 2,719 \text{ et } p_0 = 1,919$$

Une détection des protons à  $0^\circ$  était donc d'un côté possible à cause de la différence d'énergie entre les deutons bombardant la cible et les groupes des protons détectés et d'autre part utile parce qu' on pouvait en même temps décharger le compteur des groupes de particules qui ne nous intéressaient pas.

Les distributions angulaires des groupes de protons de la réaction  $^{52}\text{Cr}(d,p) ^{53}\text{Cr}$  faites à  $E_d = 4,39 \text{ MeV}$  (74) et à  $E_d = 3,01 \text{ MeV}$  (75) n'indiquent pas une différence appréciable de rendement entre les angles  $0^\circ$  et  $180^\circ$  pour les niveaux fondamentaux, premier et deuxième excité.

Nous avons calculé l'épaisseur minimum d'or nécessaire pour arrêter 4 MeV de deutons et la perte d'énergie





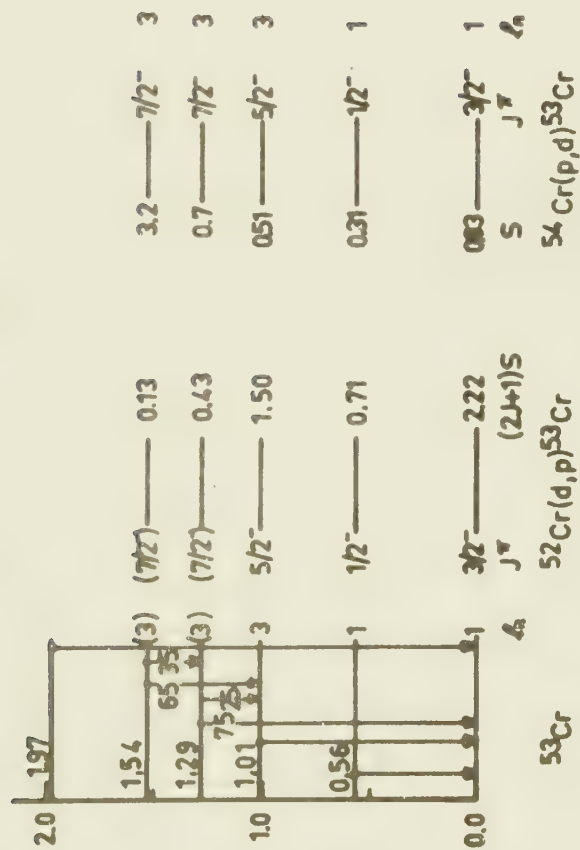


Fig.23: Schema des niveaux, attributions des spins et valeurs des facteurs spectroscopiques S dans le  $53\text{Cr}$



des différents groupes de protons d'après les tables de Williamson et collaborateurs <sup>(76)</sup> et nous avons vérifié ces valeurs pour les protons à l'aide des groupes  $p_0$ ,  $p_1$ , et  $p_2$  de la réaction  $^{12}\text{C} (^3\text{He}, p) ^{14}\text{N}$  à différentes énergies de bombardement. L'accord est très satisfaisant et pour l'absorbant choisi ( $5,5 \cdot 10^{-2}$  mm d'or) les droites de calibrage calculée et mesurée pour les différents groupes de protons coïncident. Le montage expérimental est présenté dans la figure 1 du chapitre II 1.

Nous avons utilisé des cibles de  $^{52}\text{Cr}$  enrichi à 99,8 % autoportées et d'épaisseur  $\sim 200 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ . Un spectre gamma pris à  $0^\circ$  et un spectre de protons pris également à  $0^\circ$  sont présentés dans la figure 24. La jonction utilisée avait une surface de  $25 \text{ mm}^2$  et une profondeur de  $1000 \mu$ , quand elle était complètement désertée. L'acquisition bidimensionnelle était faite dans la configuration  $(128 \times 32) \times 4$ . Le spectre gamma, compris dans la gamme d'énergie entre 0,200 et 2,3 MeV, était enregistré en 128 canaux.

L'analyse des spectres bidimensionnels était faite par la méthode décrite au chapitre II,5.

La contribution des coïncidences perdues dans la région d'énergie, supérieure à 900 KeV était négligeable et n'affectait donc pas les rayons gamma de 1,010 et 1,290 MeV. La région autour de 500 KeV présentait au contraire un pic important correspondant au rayonnement de 511 KeV, qui était présent aussi dans la radioactivité et pouvait être dû à la désexcitation  $\beta^+$  du niveau fondamental de  $^{13}\text{N}$  alimenté par la réaction  $^{12}\text{C} (d, p) ^{13}\text{N}$ . La période  $T_{1/2}$  de ce niveau est égale à 10 minutes.



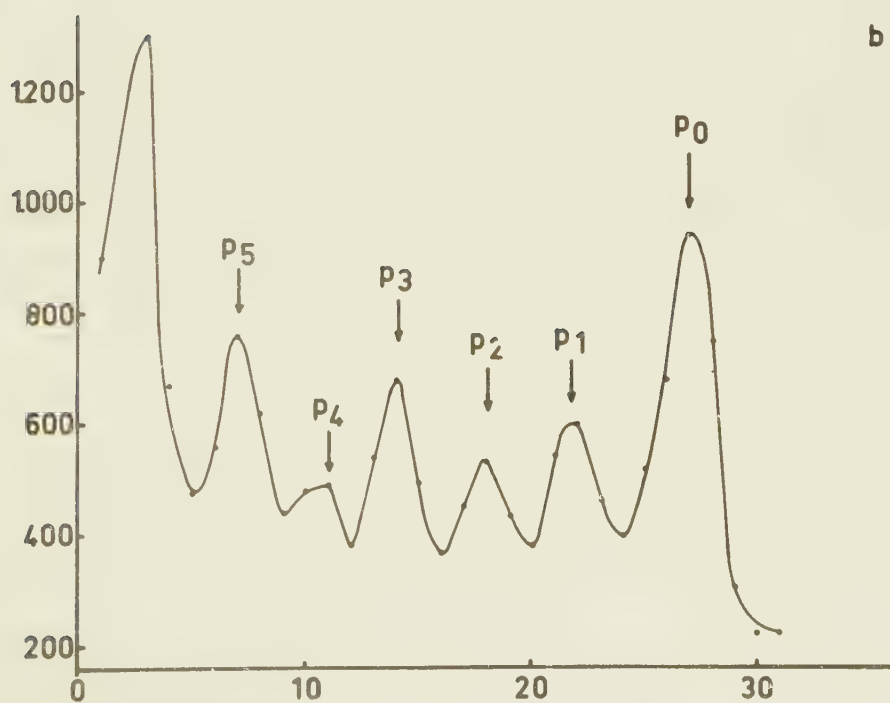
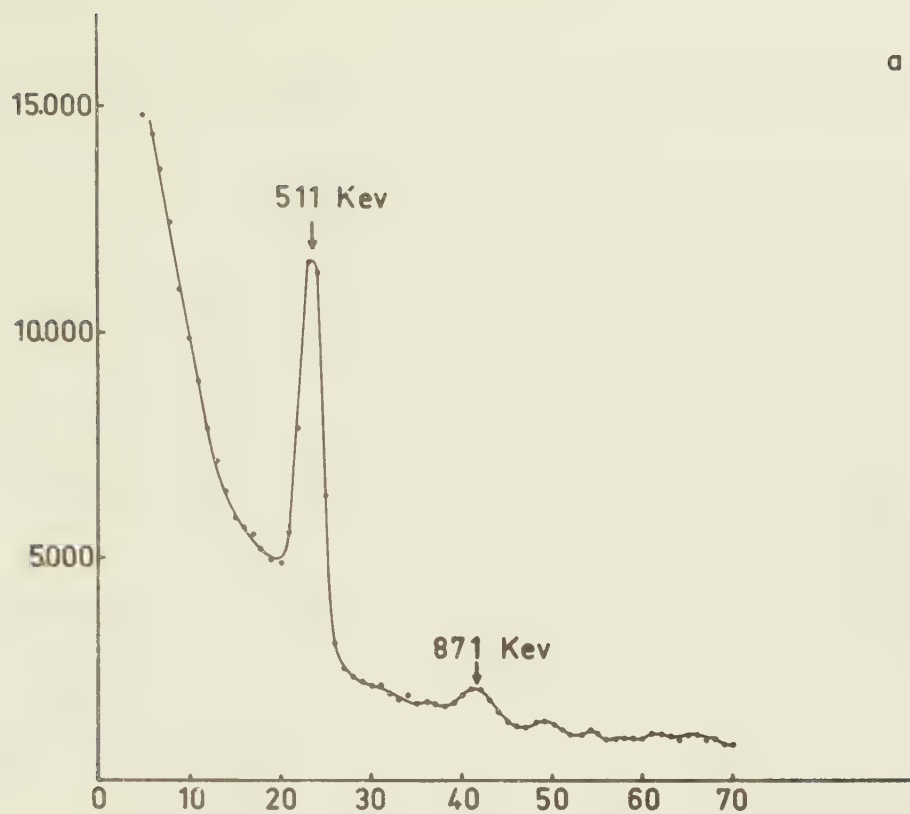


Fig. 24 : a: Spectre gamma en direct; b: Spectre de protons en direct  
de la réaction  $^{52}\text{Cr}(dp)^{53}\text{Cr}$



Cela est en accord avec le fait que cette contamination devenait de plus en plus marquée en fonction du temps.

La présence de ce rayon gamma de 511 KeV nous a empêché d'analyser la corrélation entre le groupe  $p_4$  correspondant au niveau à 1,54 MeV et le rayon gamma de 530 KeV de la désexcitation de ce niveau vers le niveau à 1,01 MeV. Ce rayon gamma qui a déjà une intensité très faible, n'est en effet pas résolu du pic fortuit de 511 KeV.

Une coupure et une déduction du fond convenables nous ont permis d'analyser le pic du rayon  $\gamma$  de 565 KeV qui était partiellement résolu du rayon gamma de 511 KeV. Les valeurs trouvées se recouvraient pour tous les cycles de mesure.

Le nombre de coïncidences du rayon gamma de 1970 KeV avec le groupe 5 est extrêmement faible, nous avons donc aussi renoncé à analyser cette corrélation, étant donné l'impossibilité d'en sortir un résultat statistiquement valable. L'analyse en polynômes de Legendre des trois autres corrélations, soit la corrélation  $p_1$  - rayon gamma de 565 KeV,  $p_2$  - rayon gamma de 1010 KeV et  $p_3$  - rayon gamma de 1290 KeV donne les résultats suivants :

$$p_1 \quad A_2 = 0,01 \pm 0,04 \quad \chi^2 = 1,12$$

$$p_2 \quad A_2 = 0,19 \pm 0,06 \quad A_4 = 0,18 \pm 0,08 \quad \chi^2 = 0,15$$

$$p_3 \quad A_2 = 0,21 \pm 0,07 \quad \chi^2 = 0,87$$





La distribution des points expérimentaux autour des fonctions ajustées est présentée dans la figure 25.

Un deuxième ajustement a été fait par la méthode décrite au chapitre II.8. pour déterminer les valeurs des populations des niveaux alignés et les coefficients de mélange des rayons gamma émis. Les résultats de cette analyse, faite pour plusieurs valeurs de spin sont présentés dans le tableau IV.

### III.4.3

#### Discussions des résultats expérimentaux

L'isotropie de la corrélation  $p_1-\gamma$  nous permet de confirmer la valeur  $1/2^-$  pour le spin du niveau à 565 KeV en accord avec les mesures précédentes (68,73,77).

Si on compare les coefficients de mélange expérimentaux des corrélations  $p_2-\gamma$  et  $p_3-\gamma$  du tableau IV avec les valeurs correspondantes de WEISSKOPF et si on utilise les valeurs des spins précédemment déterminées, il nous restera les valeurs  $\delta = -0,36 \pm 0,05$  pour la transition gamma de 1,010 MeV et  $\delta = 0,16 \pm 0,07$  pour le rayonnement de 1,290 MeV. Le spin du niveau à 1,290 MeV étant  $7/2^-$  le terme octupolaire magnétique de la transition gamma vers le niveau fondamental  $3/2^-$  devrait être négligeable.

La valeur du coefficient de mélange de la transition de 1,010 MeV est en accord avec les valeurs déduites des mesures de  $B(E_2)$  et distributions angulaires du même rayon gamma obtenues par excitation coulombienne (78), mais avec moins de précision.

Les valeurs des populations des sous-niveaux magnétiques  $1/2$  pour les spins et les mélanges choisis, présentées dans la sixième



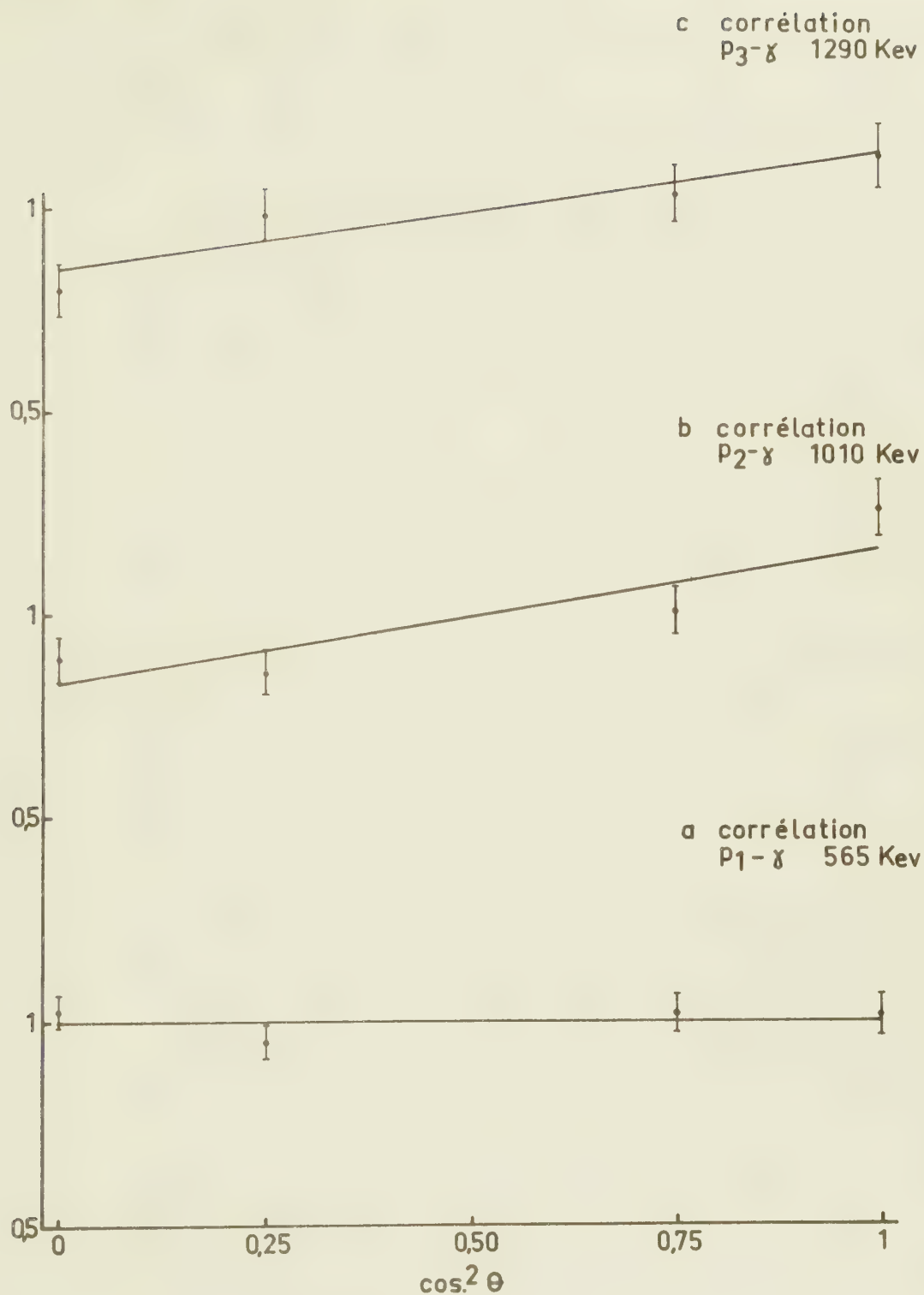


Fig. 25: Valeurs expérimentales des corrélations angulaires des trois premiers niveaux excités du  $^{53}\text{Cr}$  comparés aux ajustements avec la fonction  $1 + A_2 P_2 (\cos \theta)$



TABLEAU IV

| $E_x$ (Mev) | $J_i \rightarrow J_f$     | $\delta$                                                | Nature      | $\delta_w$          | $P(1/2)$                                                    | Prob. Tot.                 |
|-------------|---------------------------|---------------------------------------------------------|-------------|---------------------|-------------------------------------------------------------|----------------------------|
| 1,010       | $3/2^- \rightarrow 3/2^-$ | $-0,77 \pm 0,70$<br>$+1,29 \pm 0,76$                    | $E_2 / M_1$ | $2 \cdot 10^{-2}$   | $0,309 \pm 0,015$<br>$0,151 \pm 0,024$                      | $0,08$<br>$0,08$           |
|             | $5/2^- \rightarrow 3/2^-$ | $\leq -20$<br>$-0,36 \pm 0,05$<br>$\geq 45$             | $E_2 / M_1$ |                     | $0,349 \pm 0,023$<br>$0,413 \pm 0,095$<br>$0,367 \pm 0,023$ | $0,77$<br>$0,13$<br>$0,60$ |
|             | $7/2^- \rightarrow 3/2^-$ | $0,16 \pm 0,07$                                         | $M_3 / E_2$ | $3,7 \cdot 10^{-4}$ | $0,213 \pm 0,047$                                           | $0,49$                     |
|             | $3/2^- \rightarrow 3/2^-$ | $-0,77 \pm 0,72$<br>$1,29 \pm 0,80$                     | $E_2 / M_1$ | $4,1 \cdot 10^{-2}$ | $0,304 \pm 0,016$<br>$0,161 \pm 0,027$                      | $0,42$<br>$0,42$           |
| 1,290       | $5/2^- \rightarrow 3/2^-$ | $-12,54 \pm 8,10$<br>$-0,45 \pm 0,11$<br>$50,71 \pm 50$ | $E_2 / M_1$ |                     | $0,278 \pm 0,024$<br>$0,163 \pm 0,070$<br>$0,303 \pm 0,025$ | $0,57$<br>$0,59$<br>$0,14$ |
|             | $7/2^- \rightarrow 3/2^-$ | $0,16 \pm 0,07$<br>$4,85 \pm 0,97$                      | $M_3 / E_2$ | $5 \cdot 10^{-4}$   | $0,159 \pm 0,051$<br>$0,341 \pm 0,020$                      | $0,50$<br>$0,15$           |



colonne, indiquent que le processus de la réaction qui alimente les deux niveaux à 1,010 et 1,290 MeV est très différent, quoique la même valeur ait été trouvée  $l_n = 3$  pour le deux, dans la réaction  $^{52}\text{Cr} (d,p) ^{53}\text{Cr}$ . Cela est en accord avec la valeur des facteurs spectroscopiques mesurés dans la même réaction pour ces deux niveaux.

#### III.4.4.

#### Conclusion

La présence des états de particule  $p_{3/2}, p_{1/2}$  et  $f_{5/2}$  dans les niveaux fondamentaux, premier et deuxième excité a été montrée par différentes mesures. Les valeurs des facteurs spectroscopiques pour ces niveaux, présentées dans la figure 23 et obtenues dans les réactions  $^{52}\text{Cr} (d,p) ^{53}\text{Cr}$  et  $^{54}\text{Cr} (p,d) ^{53}\text{Cr}$ , confirment ces attributions.

La valeur du coefficient de mélange du rayon gamma de 1,010 MeV indique une contribution quadrupolaire électrique importante. D'autre part, une mesure de  $B(E_2)$  <sup>(78)</sup> montre une accélération de la transition quadrupolaire électrique d'un facteur 4 par rapport à la valeur WEISSKOPF. Des accélérations d'un facteur 20 et 13 respectivement ont été trouvées pour les transitions de 565 et 1290 KeV.

Il a été proposé de décrire les niveaux des noyaux de masse impaire au moyen d'un couplage faible entre les états de la particule célibataire et les excitations collectives d'un coeur pair-pair <sup>(79)</sup>. Dans ce modèle quatre états  $J^\pi = 1/2^-, 3/2^-, 5/2^-, 7/2^-$  sont prévus pour le  $^{53}\text{Cr}$  en couplant un neutron  $p_{3/2}$  à l'état  $2^+$  du coeur  $^{52}\text{Cr}$ . Il existe dans ce cas, une relation simple entre les sections efficaces de la diffusion inélastique, alimentant le niveau J du  $^{53}\text{Cr}$  et le niveau





$J_c$  du coeur  $^{52}\text{Cr}$  :

$$\frac{^{53}\text{Cr}_J}{^{52}\text{Cr}_{J_c}} = \frac{2J + 1}{(2J_c + 1)(2j + 1)} \quad (1)$$

La comparaison des résultats expérimentaux avec les valeurs calculées de la relation (1) montre un très bon accord pour le niveau  $7/2^-$  à 1290 KeV. Le désaccord est au contraire important pour les niveaux  $1/2^-$  à 565 KeV et  $3/2^-$  à 1010 KeV. D'autre part, les résultats de l'étude de ces niveaux dans les réactions  $^{52}\text{Cr}(d,p)^{53}\text{Cr}$  (68),  $^{54}\text{Cr}(p,d)^{53}\text{Cr}$  (77),  $^{54}\text{Cr}(d,t)^{53}\text{Cr}$  et  $^{54}\text{Cr}(^3\text{He},\alpha)^{53}\text{Cr}$  (80) sont en désaccord avec cette description par un modèle à couplage faible.

Il faut admettre la présence d'une configuration formée d'un trou de neutron  $1f_{7/2}$  plus l'état fondamental du  $^{54}\text{Cr}$  pour le niveau à 1,290 Mev, quoique la plus grande partie de cette configuration appartienne au niveau à 1,540 Mev (77).

Un modèle a été proposé (77) qui reproduit bien les mélanges importants des états à particule indépendante dans les premiers niveaux du  $^{63}\text{Cu}$ . Les valeurs de  $B(E_2)$  pour les mêmes niveaux sont également calculés. Il serait intéressant d'avoir de pareils calculs pour les premiers niveaux excités du  $^{53}\text{Cr}$ .



III. 5

Désexcitations électromagnétiques de deux  
résonances isobariques analogues dans le  $^{56}\text{Fe}$



### III.5.1. Transitions gamma dipolaires magnétiques et transitions bêta du type Gamow-Teller

On appelle transition bêta du type GAMOW-TELLER permise une transition bêta qui se fait entre niveaux de spin  $J_a$  et  $J_b$ , qui satisfait la règle de sélection  $J = 0, \pm 1$  (le cas  $J_a = J_b = 0$  étant interdit) et sans changement de parité. Une interaction qui transforme un proton dans un neutron, pourra être décrite par un opérateur de transfert de charge  $t_-$  d'après la relation

$$t_- \chi^{(n)} = \chi^{(p)}$$

où les vecteurs de charge

$$\chi^{(n)} = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} ; \quad \chi^{(p)} = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}$$

représentent respectivement un neutron et un proton.

L'élément de matrice pour une transition bêta du type GAMOW-TELLER entre deux niveaux de spin  $J_a$  et  $J_b$  et de spin isobarique  $T_a$  et  $T_b$  respectivement, peut s'écrire de la façon suivante : (81,82)

$$M_{GT} = \langle J_b T_b \mid T_- \cdot S \mid J_a T_a \rangle \quad (1)$$

où  $S$  est l'opérateur de spin et  $T_- = \sum_{n=1}^A t_-^{(n)}$

Pour une transition de ce type les règles de sélection sont :

$$\Delta T = 0, \pm 1 \quad \Delta T_3 = 0, \pm 1 \quad (2)$$

$T_3$  étant la troisième composante du spin isotopique  $T$ .

Nous avons vu dans le chapitre I (eq. 3,4,5) que l'élément de matrice réduite pour une transition électromagnétique du type



magnétique était, à des facteurs de proportionnalité près, exprimé par la relation :

$$\langle J_f \mid T_{LM}^{(1)} \mid J_i \rangle \simeq \langle J_f \mid \alpha_L^M (M_{LM} + M'_{LM}) \mid J_i \rangle \quad (3)$$

les opérateurs  $M_{LM}$  et  $M'_{LM}$  étant définis par la relation (4) du chapitre I.

Dans le cas d'une transition gamma dipolaire magnétique, en négligeant les facteurs non essentiels et en introduisant le formalisme du spin isotopique, dans lequel :

$$\sum_{n=1}^A t_3^{(n)} = T_3$$

la relation (3) devient :

$$\langle J_f T_f \mid \sum_{n=1}^A \left\{ \vec{l}_n (1 + t_3^{(n)}) + (1 + t_3^{(n)}) \mu_p \vec{s}_n + (1 - t_3^{(n)}) \mu_n \vec{s}_n \right\} \mid J_i T_i \rangle \quad (4)$$

L'élément de matrice (4) peut être séparé en deux parties :

$$\begin{aligned} & \langle J_f T_f \mid \vec{L} + (\mu_p + \mu_n) \vec{S} \mid J_i T_i \rangle + \\ & + \langle J_f T_f \mid T_3 \left[ \vec{L} + (\mu_p - \mu_n) \vec{S} \right] \mid J_i T_i \rangle \end{aligned} \quad (5)$$

pour  $\Delta T = |T_f - T_i| > 0$  la première partie de l'élément de matrice est nulle. (83,84)

Donc

$$\langle J_f T_f \mid L \mid J_i T_i \rangle = - \langle J_f T_f \mid (\mu_p + \mu_n) S \mid J_i T_i \rangle$$





Il en suit la relation :

$$\langle J_f T_f | T_3 \left[ \vec{L} + (\mu_p - \mu_n) \vec{S} \right] | J_i T_i \rangle = -2 \mu_n \langle J_f T_f | T_3 S | J_i T_i \rangle$$

et l'opérateur  $T_3$  qui commute avec  $S$ , ayant comme valeur propre

$\frac{N - Z}{2}$  on obtient :

$$-2 \mu_n \frac{N - Z}{2} \langle J_f T_f | S | J_i T_i \rangle \quad (6)$$

Le niveau du noyau  ${}_{Z+1}^{A} N-1$  isobarique analogue du niveau  $|J_a T_a\rangle$  du noyau  ${}_Z^A N$ , émetteur bêta vers le niveau  $|J_b T_b\rangle$  du noyau  ${}_{Z+1}^A N-1$ , s'obtient en appliquant l'opérateur transfert de charge  $T_-$  au niveau  $J_a T_a$

$$|J_i T_i\rangle \simeq T_- |J_a T_a\rangle$$

On pourra donc comparer l'élément de matrice d'une transition bêta du type GAMOW-TELLER et l'élément de matrice d'une transition dipolaire magnétique, qui seront liés par une relation de proportionnalité. (86,87)

Il s'ensuit qu'il sera possible de remplacer la mesure d'un spectre bêta par la mesure d'un spectre gamma avec les avantages suivants :

1) Si les niveaux isobariques analogues sont alimentés par une réaction de capture radiative  $(p, \gamma)$  dont le bilan énergétique est en général fortement positif, les transitions gamma des niveaux isobariques analogues seront d'énergie élevée. Ces rayonnements gamma peuvent être



mesurés avec une grande précision en utilisant des détecteurs GeLi de grande dimension.

2) Le spectre bêta est continu et sa décomposition dans ses différentes composantes par la méthode de Kurie est nécessairement imprécise et conduit à des erreurs importantes dans la détermination des intensités des transitions bêta. Le spectre gamma au contraire, comprenant des pics marqués en plus des contributions continues, permet une détermination d'intensité et d'énergie bien meilleure.

3) Les énergies de tous ces rayons gamma sont sensiblement égales parce que  $Q(p, \gamma) + E_p \gg E_i$ , où  $E_i$  est l'énergie des niveaux vers lesquels se fait la transition, tandis que dans la transition bêta  $Q_\beta \simeq E_i$ . Ce dernier fait rend les facteurs de réduction importants pour la probabilité de transition bêta vers les niveaux d'énergie plus élevée et empêche que cette transition se fasse.

Les principes de cette méthode sont représentés dans la figure 26.

### III.5.2. Montage expérimental

Le faisceau de protons de l'accélérateur Van de Graaff de 2 MeV de l'Institut de Recherches Nucléaires (I.R.N.) calibré en énergie à l'aide de la résonance à 1747,  $3 \pm 0,8$  keV de la réaction  $^{13}\text{C}(p, \gamma)^{14}\text{N}$ , avait une définition en énergie de 2 keV.

Nous avons utilisé deux types de cibles : des cibles minces de  $30 \mu\text{g}/\text{cm}^2$  de manganèse sur tantale épais pour les mesures des rapports d'embranchement et de  $130 \mu\text{g}/\text{cm}^2$  de manganèse sur cuivre épais pour les mesures de distribution angulaire. Les rayonnements gamma étaient détectés avec une jonction coaxiale GeLi de 84 cc., dont la résolution en énergie était de 17 keV à 8 MeV, placée sur le bras mobile de la table de distribution angulaire centrée sur la cible.



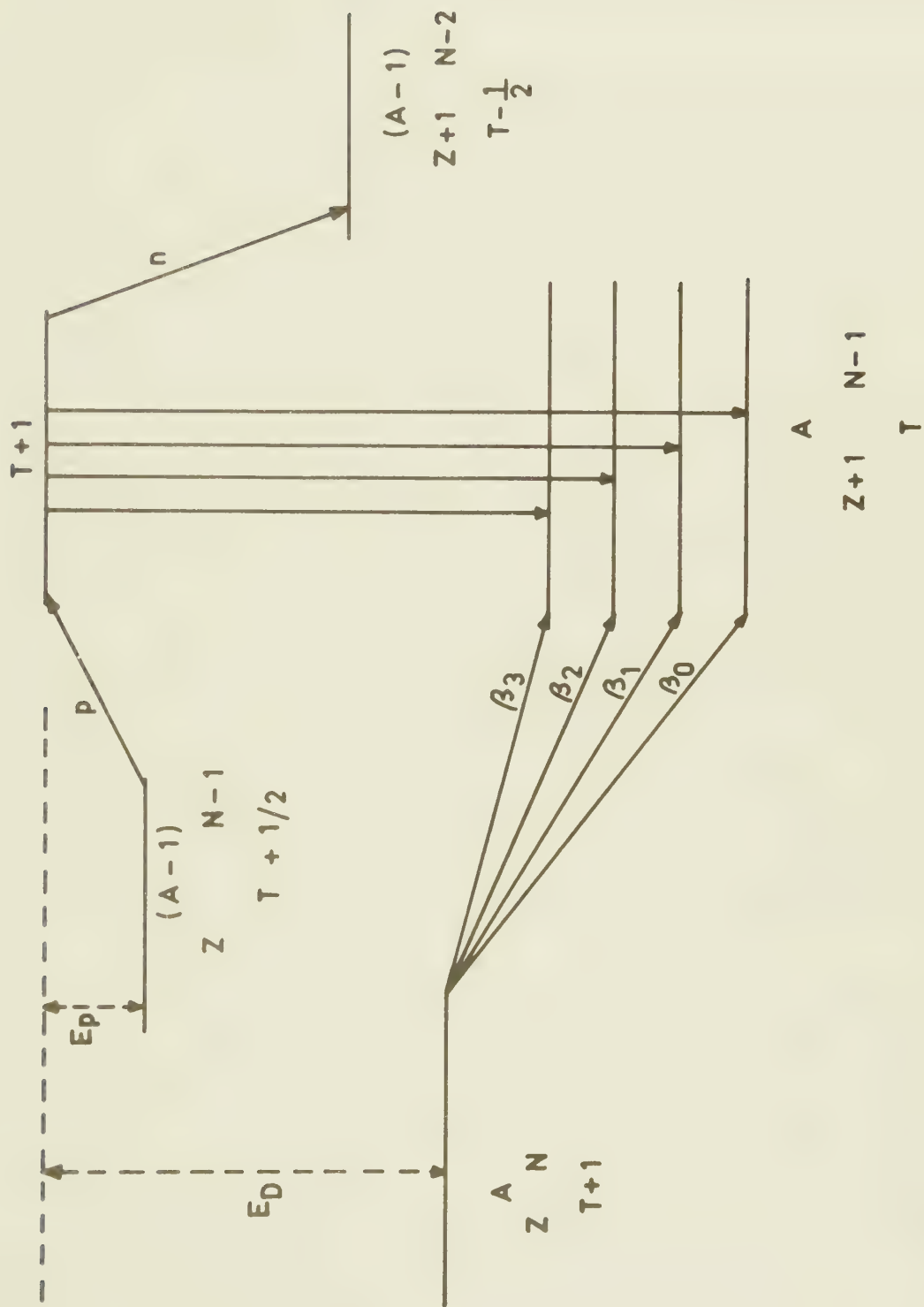


Fig. 26



Un détecteur NaI ( $\mathcal{U}$ ) de 3" x 3" placé à 90° avec l'axe du faisceau et dans le cadran opposé assurait la normalisation en intensité pour les mesures de distribution angulaire.

La normalisation de centrage et d'anisotropie d'absorption a été faite en mesurant la distribution angulaire du rayonnement gamma isotrope de 6845 KeV, désexcitant le niveau  $0^+$  à la résonance  $E_p = 1084$  KeV de la réaction  ${}^9\text{Be}(p, \gamma) {}^{10}\text{B}$ .

### III. 5.3. Recherches des résonances isobariques analogues

Un groupe de Leipzig<sup>(88)</sup> a récemment étudié pour des énergies de protons entre 1,3 et 1,9 MeV les courbes d'excitation des réactions  ${}^{55}\text{Mn}(p, \gamma) {}^{56}\text{Fe}$  et  ${}^{55}\text{Mn}(p, n) {}^{55}\text{Fe}$  en déterminant les résonances analogues des niveaux du  ${}^{56}\text{Mn}$ . Nous avons repris la courbe d'excitation de la réaction  ${}^{55}\text{Mn}(p, \gamma) {}^{56}\text{Mn}$  en détectant les rayonnements gamma de haute-énergie avec le spectromètre à haute résolution décrit plus haut. Nos résultats sont comparés dans le tableau V avec ceux des auteurs cités. L'accord est très satisfaisant. Les résonances trouvées sont représentées dans la figure 27.

La structure fine de la résonance à 1441 KeV peut-être expliquée par un mélange d'état à couplage parallèle  $T_7$  et antiparallèles  $T_2$  du spin isotopique du  ${}^{55}\text{Mn}$  et du proton incident.

Chasman et ses collaborateurs<sup>(89)</sup> ont récemment montré que les deux principales résonances à 1968 et 1977 KeV de la réaction  ${}^{48}\text{Ca}(p, \gamma) {}^{49}\text{Sc}$  correspondant au même niveau  $3/2^-$ ,  $T = 9/2$  du  ${}^{49}\text{Ca}$  se désexcitaient d'une façon tout à fait différente vers les niveaux  $T = 7/2$ . Au contraire Brné et ses collaborateurs<sup>(90)</sup> ont trouvé pour la désexcitation de deux résonances à  $E_p$  1088 et 1092 KeV de la réaction  ${}^{37}\text{Cl}(p, \gamma) {}^{38}\text{Ar}$  correspondant au même niveau  $5^-$   $T = 2$  de  ${}^{38}\text{Ar}$  vers les niveaux  $T = 1$  les mêmes rapports d'embranchement. Cette différence



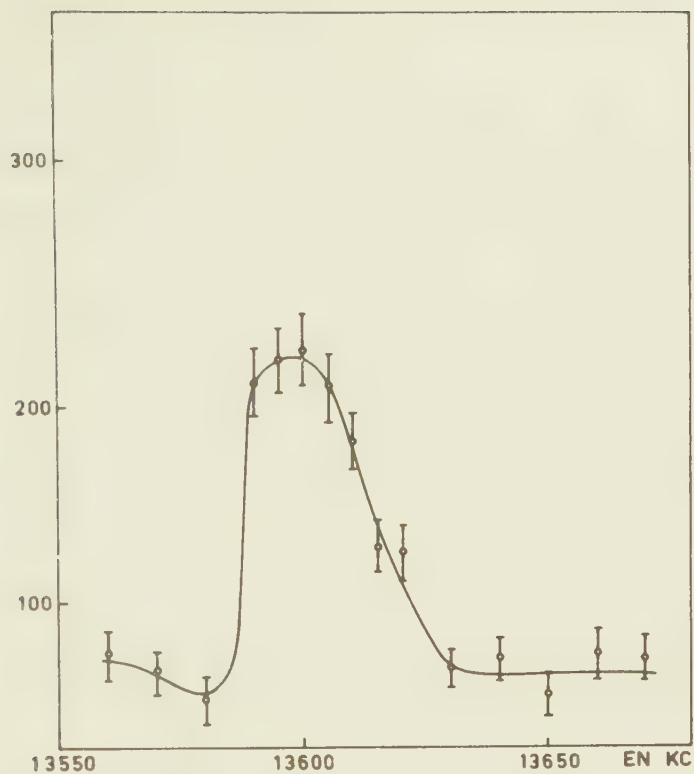


**TABLEAU V**

| Niveaux<br>du<br><sup>56</sup> Mn | Niveaux analogues dans le <sup>56</sup> Fe |           |                                     |                                | Valeurs obtenues<br>dans notre expérience |
|-----------------------------------|--------------------------------------------|-----------|-------------------------------------|--------------------------------|-------------------------------------------|
|                                   | Valeurs calculés<br>référence              |           | Valeurs expérimentales<br>référence |                                |                                           |
| E ( ± 0,008)<br>Mev               | Energie du<br>niveau<br>Mev                | Ep<br>Mev | Ep (p,n)<br>Mev<br>C.M. Lab.        | Ep ( p, γ)<br>Mev<br>C.M. Lab. | Ep (p, γ)<br>Mev<br>Lab.                  |
| 0, 0 0 0                          | 11, 4 2 1                                  | 1, 2 2 5  | 1, 3 2 4 1, 3 4 8                   | 1, 3 2 4 1, 3 4 8              | 1, 3 4 8                                  |
| 0, 0 2 6                          | 11, 4 4 7                                  | 1, 2 5 1  | 1, 3 5 6 1, 3 8 1                   | non observée                   | non observée                              |
| 0, 1 1 1                          | 11, 5 3 2                                  | 1, 3 3 6  | 1, 4 1 5 1, 4 4 1                   | 1, 4 1 5 1, 4 4 1              | 1, 4 3 9<br>1, 4 4 3<br>1, 4 5 4          |



a



b

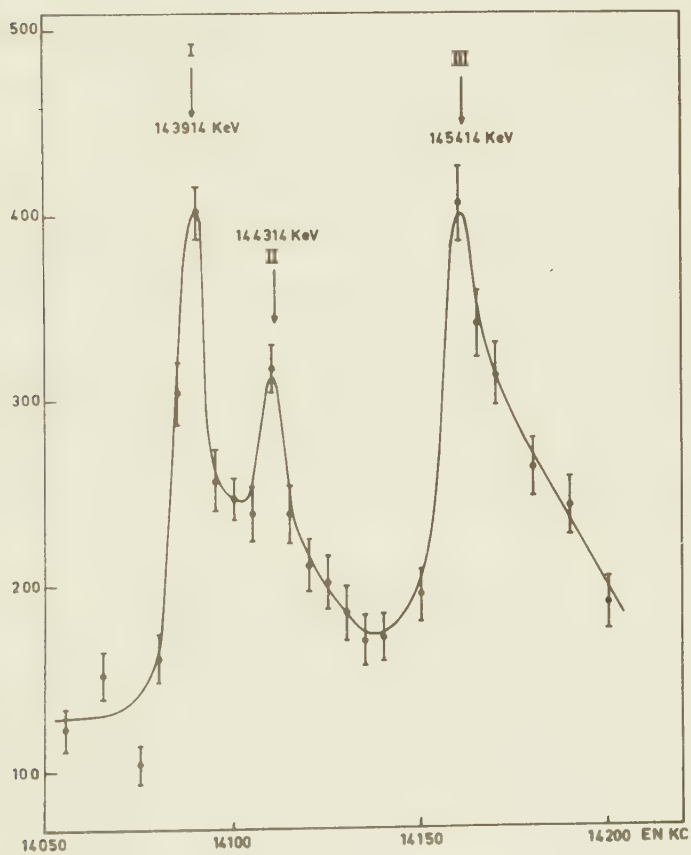


Fig.27: Courbes d'excitation de la réaction  $^{55}\text{Mn}(p, \gamma)^{56}\text{Fe}$   
a: résonance à 1348 KeV  
b: résonance à 1440 KeV



s'explique par le fait que les transitions électromagnétiques dans  $^{38}\text{Ar}$  sont dipolaires magnétiques tandis que le mécanisme de désexcitation est beaucoup plus complexe dans le  $^{49}\text{Sc}$  et la composante  $M_1$  n'est sûrement pas dominante. <sup>(91)</sup>

Cette quasi-indépendance de la transition dipolaire magnétique des valeurs du spin isotopique peut facilement se démontrer à partir de la relation (5), dont on appellera  $M_0$  le premier terme et  $M_1$  le deuxième.

Si  $\Delta T = T_a - T_b = 1$ , d'après les règles de sélection du spin isotopique (3.4)  $M_0$  est nul et  $M_1$  prend la forme :

$$\frac{N-Z}{2} \langle J_b T_b \mid \vec{L} + (\mu_p + \mu_n) \vec{S} \mid J_a T_a \rangle$$

En appliquant le raisonnement fait plus haut, on se réduit au terme :

$$-2\mu_n \left( \frac{N-Z}{2} \right) \langle J_b T_b \mid S \mid J_a T_a \rangle$$

qui est indépendant du spin isotopique.

Nous avons mesuré aux trois énergies indiquées par les numéros I, II et III les intensités relatives des transitions gamma vers le niveau fondamental et deux niveaux excités. Les résultats sont résumés dans le tableau VI. Le schéma des transitions bêta et gamma vers les premiers niveaux excités du  $^{56}\text{Fe}$  est présenté dans la figure 28.

#### III.5.4.

#### Analyse des résultats

Les figures (29) et (30) représentent deux spectres des rayonnements gamma de la désexcitation des résonances à 1348 et 1441 KeV



TABLEAU VI

| Resonance<br>(KeV) | Rayon<br>Gamma | 11.611                | 11.066                            | 8.651                             |
|--------------------|----------------|-----------------------|-----------------------------------|-----------------------------------|
|                    | Cascade        | $1^+ \rightarrow 0^+$ | $1^+ \rightarrow 1^+ 2^+ (0.845)$ | $1^+ \rightarrow 3^+ 2^+ (2.960)$ |
| I 1439 $\pm$ 4     |                | 305 $\pm$ 22          | 126 $\pm$ 17                      | 61 $\pm$ 14                       |
| II 1443 $\pm$ 4    |                | 146 $\pm$ 21          | 105 $\pm$ 20                      | 29 $\pm$ 20                       |
| III 1454 $\pm$ 4   |                | 365 $\pm$ 26          | 184 $\pm$ 23                      | 31 $\pm$ 15                       |





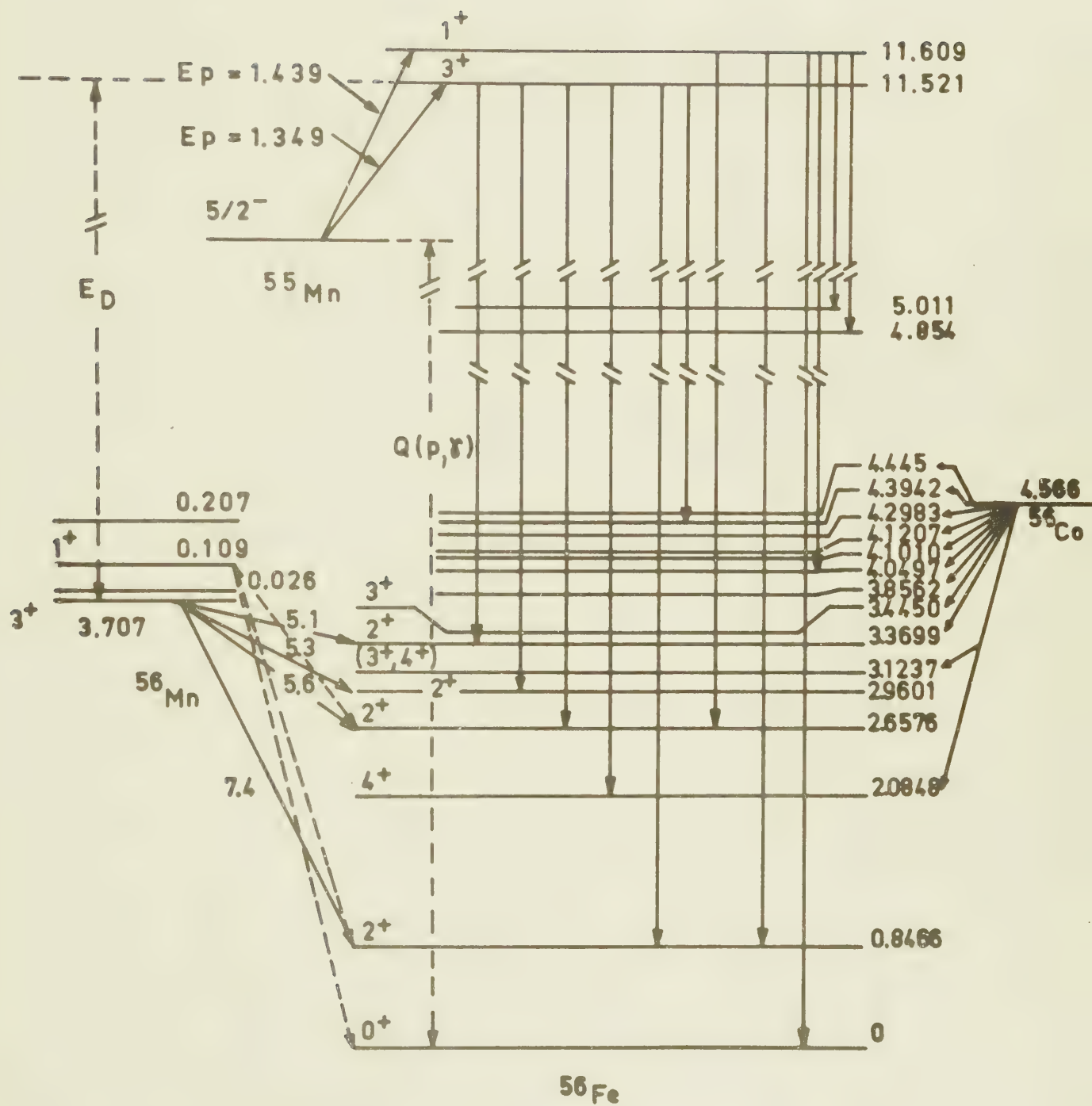


Fig.28



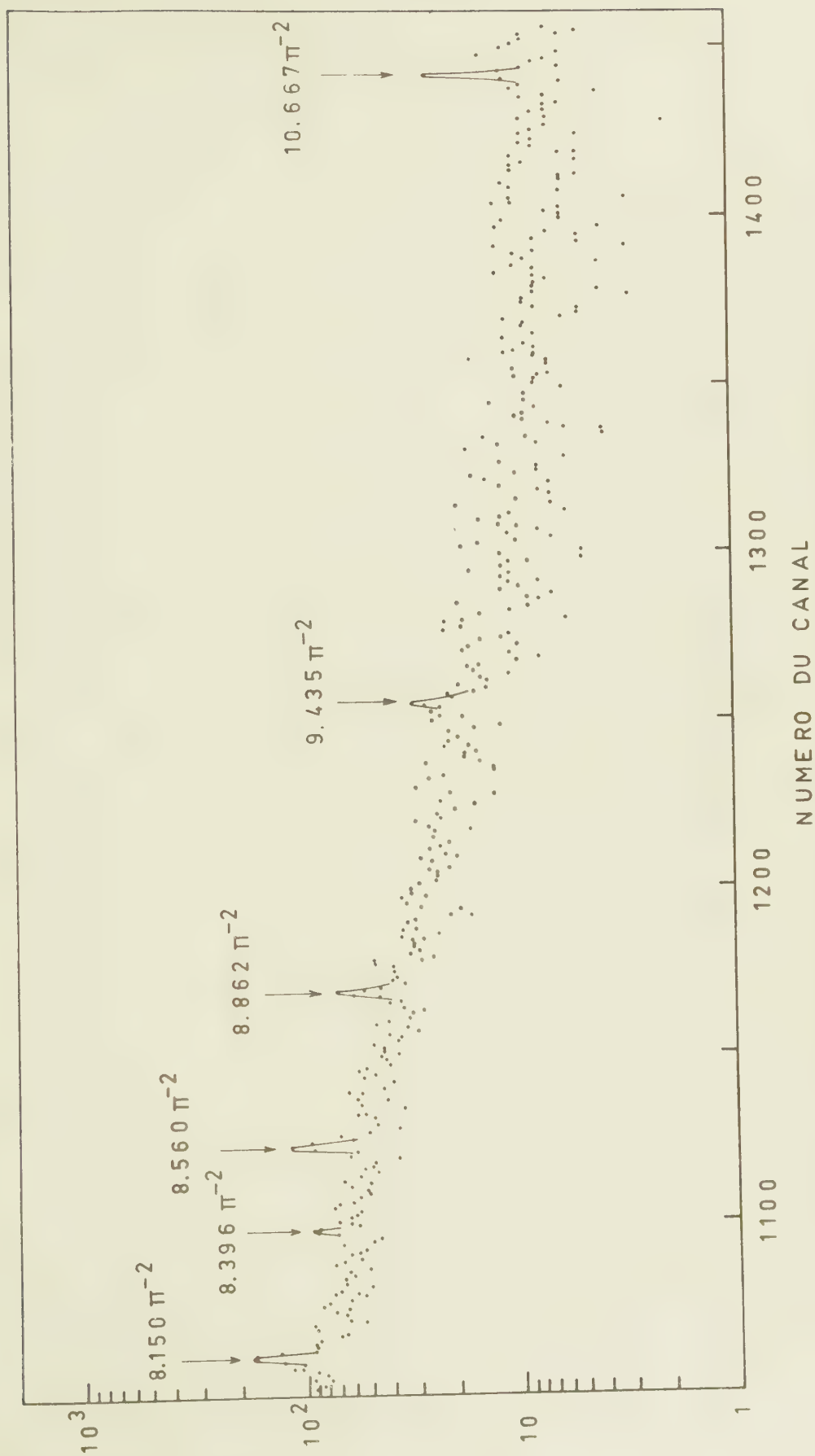


Fig.29: Spectre des rayons gamma détecté à la résonance à 1348 Kev.



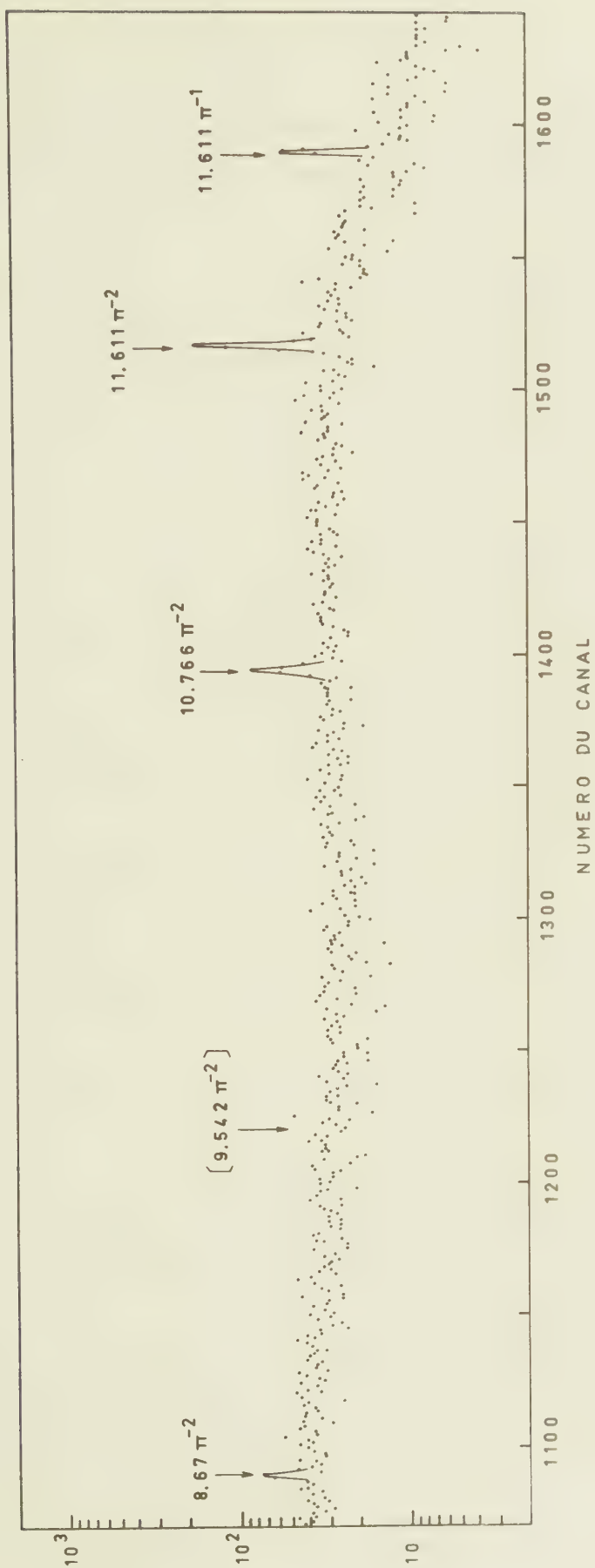


Fig.30: Spectre des rayons gamma détecté à la résonance à 1439 Kev.



respectivement. L'énergie I de la fig. 27 a été choisie pour cette deuxième résonance. La mesure des intensités des rayonnements gamma a été faite en mesurant l'aire des pics de deuxième échappement. La règle de Ritz a été utilisée pour vérifier l'attribution des différentes transitions. Cette intensité, corrigée par le terme d'énergie  $E_\gamma^3$ , propre de la transition dipolaire magnétique, est proportionnelle à la probabilité relative de transition M1 et inversement proportionnelle aux valeurs  $f_t$  de rayonnement bêta GAMOW-TELLER.

### III.5.5.

#### Résonance à 1348 KeV

La valeur  $(\log ft)_\gamma$  de la transition  $\gamma$  de 8150 KeV vers le niveau à 3369,9 KeV ( $2^+$ ) a été normalisée à la valeur 5,1 qui est égale au  $(\log ft)_\beta$  de la transition bêta vers le même niveau. Les autres valeurs des  $(\log ft)_\gamma$  en découlent, elles sont présentées dans le tableau VII et comparées avec les valeurs correspondantes des  $(\log ft)_\beta$ .

On peut remarquer que la valeur  $(\log ft)_\beta$  pour la transition vers le premier niveau excité  $2^+$  est de 7,4 ce qui peut correspondre à un ralentissement de la transition. La valeur de  $(\log ft)$  égale à 6,6, correspond à un rapport de 10 entre  $(ft)_\beta$  et  $(ft)_\gamma$ . D'autre part, cette valeur de  $(ft)_\gamma$  est 10 fois plus grande que toutes les autres valeurs des  $(ft)_\gamma$  et  $(ft)_\beta$ .

### III.5.6.

#### Résonance à 1441 KeV

Nous avons mesuré la distribution angulaire des transitions gamma de 11611 KeV vers le niveau fondamental ( $\gamma_0$ ) et de 10766 KeV vers le premier niveau excité ( $\gamma_1$ ).

Le spin et la parité du  $^{55}\text{Mn}$  sont  $5/2^-$ , donc si le spin et la parité de la résonance sont  $1^+$ , la capture du proton pouvant se faire par ondes  $\ell = 1$  et  $\ell = 3$ , les deux valeurs de spin de canal 2 et 3 sont possibles. A l'énergie de bombardement de 1441 KeV le rapport entre





| Niveau<br>excité du<br>56Fe | $E_0$<br>J $\pi$ 0 $^+$                                                             | 2.0466<br>2 $^+$                                                | 2.0048<br>4 $^+$                                               | 2.6576<br>2 $^+$                                         | 2.9601<br>2 $^+$                                      | 3.1237                                          | 3.3699<br>(2 $^+$ )                                     | 3.4450<br>(3 $^+$ )                             |
|-----------------------------|-------------------------------------------------------------------------------------|-----------------------------------------------------------------|----------------------------------------------------------------|----------------------------------------------------------|-------------------------------------------------------|-------------------------------------------------|---------------------------------------------------------|-------------------------------------------------|
| 3 $^+$                      | $E_\gamma$<br>$I_\gamma$<br>$I_\gamma/E^3$<br>(log ft) $\gamma$<br>(log ft) $\beta$ | 10.667<br>22.5 $\pm$ 8<br>18.5 $\pm$ 6.5<br>6.6<br>7.4          | 9.435<br>4.6 $\pm$ 16<br>5.5 $\pm$ 19<br>6.0                   | 8.862<br>17.2 $\pm$ 22<br>10.4 $\pm$ 31<br>5.55<br>5.6   | 8.560<br>20.2 $\pm$ 27<br>32.2 $\pm$ 43<br>5.3<br>5.3 | 8.396<br>6.5 $\pm$ 23<br>11.3 $\pm$ 39<br>5.5   | 8.150<br>26.0 $\pm$ 32<br>4.72 $\pm$ 59<br>[5.1]<br>5.1 | 8.082<br>4.0 $\pm$ 20<br>7.6 $\pm$ 38<br>5.7    |
| 1 $^+$                      | $E_\gamma$<br>$I_\gamma$<br>$I_\gamma/E^3$<br>(log ft) $\gamma$<br>(log ft) $\beta$ | 11.611<br>4.87 $\pm$ 50<br>3.11 $\pm$ 19<br>[5.0]<br>5.0 $\phi$ | 10.766<br>17.3 $\pm$ 13<br>13.9 $\pm$ 10<br>5.35<br>5.7 $\phi$ | 8.67<br>5.2 $\pm$ 9<br>7.9 $\pm$ 14<br>5.6<br>6.2 $\phi$ |                                                       |                                                 |                                                         |                                                 |
|                             |                                                                                     | 3.8562<br>(3 $^+$ )                                             | 4.0497                                                         | 4.1010                                                   | 4.1207                                                | 4.2983                                          | 4.3942                                                  | 4.854                                           |
| 3 $^+$                      | $E$<br>$I_\gamma$<br>$I_\gamma/E^3$<br>(log ft) $\gamma$                            |                                                                 |                                                                |                                                          |                                                       | 7.122<br>20.5 $\pm$ 44<br>50.7 $\pm$ 122<br>5.0 |                                                         |                                                 |
| 1 $^+$                      | $E_\gamma$<br>$I_\gamma$<br>$I_\gamma/E^3$<br>(log ft) $\gamma$<br>(log ft) $\beta$ | 7.567<br>11.2 $\pm$ 18<br>2.58 $\pm$ 4.0<br>5.6                 |                                                                |                                                          |                                                       |                                                 | 6.757<br>21.6 $\pm$ 21<br>7.00 $\pm$ 68<br>5.15         | 6.60<br>11.7 $\pm$ 2.0<br>4.09 $\pm$ 7.1<br>5.4 |



les facteurs de pénétrabilité <sup>(92)</sup> pour des ondes de proton  $\ell = 1$  et  $\ell = 3$  est de l'ordre de 70, et l'on peut négliger la capture par onde  $\ell = 3$ . Mais si la capture se fait par onde p, seul le couplage parallèle entre le spin du noyau cible et le spin du proton est possible pour atteindre la valeur de spin 1, donc la valeur 3 du spin de canal peut être rejetée. Avec cet argument, seul le terme  $S_K(1\ 1\ 1\ 2)$  de la relation (20) du chapitre I sera significatif. Nous avons calculé  $A_2 = 0,102$  pour le rayon  $\gamma_0$ . Dans cette approximation, nous avons calculé une valeur théorique de  $A_2 = -0,10$  pour la distribution angulaire du rayon  $\gamma_0$ , et  $A_2 = -0,01$  pour le rayon  $\gamma_1$  en supposant que la transition soit dipolaire magnétique pure. La fonction de distribution angulaire des rayons  $\gamma_0$  et  $\gamma_1$  a été mesurée aux angles 0, 30, 60 et 90° et ajustée par la méthode de moindres carrés à la fonction forme

$$1 + A_2 P_2(\cos \theta) + A_4 P_4(\cos \theta)$$

Nous avons obtenu :

$$A_2 = -0,069 \pm 0,046 \qquad A_4 = +0,019 \pm 0,055 \quad \text{pour le rayon } \gamma_0$$

$$A_2 = +0,012 \pm 0,074 \qquad A_4 = -0,012 \pm 0,087 \quad \text{pour le rayon } \gamma_1$$

Ce qui confirme le caractère dipolaire magnétique pour ces deux transitions et la valeur  $1^+$  pour le spin et la parité du niveau, dans les hypothèses précédentes.

Les valeurs des intensités des rayonnements gamma et des  $(\log ft) \gamma$  sont également présentées dans le tableau III. La valeur du  $(\log ft) \gamma$  pour la transition  $\gamma_0$  est normalisée à 5,0. Cette dernière valeur a été obtenue en faisant la moyenne des  $(\log ft) \beta$  des neuf transitions  $1^+$  vers  $0^+$  considérées dans la référence (93). Les valeurs  $(\log ft) \beta$  reportées dans le tableau (et marquées d'une étoile) proviennent de cette systématique. Le facteur de retardement croissant qui se présente généralement pour les



transitions bêta du type GAMOW-TELLER permises <sup>(93)</sup> vers des niveaux d'énergie croissante est observé aussi dans ces expériences.

### III.5.7.

#### Conclusion

L'étude des intensités relatives des rayons gamma émis par les résonances isobariques analogues dans le  $^{56}\text{Fe}$  nous a permis de calculer des valeurs  $(\log ft)_\gamma$  et de les comparer aux valeurs  $(\log ft)_\beta$  obtenues dans la radiativité du  $^{56}\text{Mn}$ . La correspondance entre les  $(\log ft)_\gamma$  et les  $(\log ft)_\beta$  est vraiment très remarquable. Cela implique que les mêmes facteurs de retardement interviennent dans les transitions dipolaires magnétiques et les transitions bêta du type Gamow-Teller permises. Une compilation <sup>(93)</sup> de ces dernières semble faire apparaître des propriétés générales, et cette étude systématique peut éventuellement être étendue par l'étude des transitions dipolaires magnétiques.

En effet, dans ce travail, il a été possible de trouver des valeurs  $(\log ft)_\gamma$  correspondant dans la radioactivité  $\beta$  à des transitions trop faibles pour pouvoir être étudiées. De plus, nous avons observé des transitions qui sont énergétiquement impossibles dans la radioactivité  $\beta$ .

On peut encore remarquer que comme la mesure des probabilités relatives de transitions gamma permet d'avoir des renseignements sur les différents groupes de rayons bêta émis par le noyau analogue, ainsi la comparaison des intensités de ces derniers avec l'intensité des rayonnements gamma des premiers niveaux excités permet d'avoir des renseignements sur la densité des niveaux à haute énergie et sur l'intensité des rayons gamma de faible énergie qui décroissent à partir du même niveau isobarique analogue.



### Conclusion

Nous nous sommes efforcés de montrer tout au long de ce travail qu'une application des relations formelles déduites au chapitre I était possible. Nous avons réalisé des expériences très différentes par les techniques de mesure et d'analyse, mais dont le point commun était la mesure de la distribution angulaire du rayonnement gamma, dans le but de déterminer les éléments de matrice réduite partiels (moments dynamiques) de la transition gamma. Les moments multipolaires dynamiques et statiques dépendant très fortement des propriétés des niveaux des noyaux, la mesure de ces moments est un bon test de la validité d'un modèle.

La détermination des coefficients de mélange des transitions gamma de 0,170 et 3,68 MeV dans le  $^{13}\text{C}$  nous a permis de confirmer la validité du modèle à particule indépendante dans la description de ce noyau. La valeur non nulle du coefficient de mélange du rayon gamma de 3,68 MeV indique une accélération collective pour cette transition.

La mesure de la vie et du moment magnétique du niveau à 240 KeV du  $^{19}\text{Ne}$  permettent d'établir la nature complexe de ce niveau qui n'est pas complètement expliqué par une configuration  $(d_{5/2})^3$  ou par des couplages faibles d'un état de trou de neutron avec l'état du niveau fondamental du  $^{20}\text{Ne}$ . Un mélange de configurations paraît probable.

Parmi les autres noyaux avec  $N$  ou  $Z = 11$ , le  $^{25}\text{Na}$  se singularise par sa faible déformation. La mesure de vie moyenne et les mesures de corrélations faites n'étant pas suffisantes, des mesures supplémentaires de corrélations angulaires des mêmes groupes de particules avec les rayonnements gamma d'énergie supérieure paraissent souhaitables.

Les trois premiers niveaux excités du  $^{53}\text{Cr}$  ont des configurations fortement mélangées qui présentent soit des caractéristiques propres du modèle en couche soit une nature collective. Le modèle de de-Shalit décrit avec succès les propriétés des premiers niveaux du  $^{63}\text{Cu}$ . Une application de ce modèle au  $^{53}\text{Cr}$  et une étude des niveaux d'énergie plus grande par un développement de la méthode nous paraît intéressante.





Les liens existants entre certaines propriétés de la radiation bêta et gamma ont été montrés dans le  $^{56}\text{Fe}$ . L'égalité des moments dynamiques magnétiques des transitions émises vers un même niveau par des états correspondants à des valeurs différentes de spin isotopique mais de même spin et parité, a également été expérimentée.



- 1) D.R. Hamilton - Phys. Rev. 58 (1940) 122
- 2) R. Huby, in Proceedings of the International Conference on Nuclear Physics, July 1958 (Crosby, Lockwood, and Son, Ltd, London 1958) page 895
- 3) H.J. Rose, D.M. Brink -Rev. Mod. Phys. 39 (1967) 306
- 4) H.E. Litherland, A.J. Ferguson -Can. J. Phys. 39 (1961) page 788
- 5) H. Fraunfelder, R.M. Steffen in Alfa, Beta and Gamma Ray Spectroscopy ed. Siegbahn (North Holland, Amsterdam, 1965) page 1109
- 6) A.J. Ferguson, A.R. Rutledge -Coefficients for triple angular correlation analysis AECL 420 (1957)
- 7) P.B. Smith,-in Nuclear Reactions ed. Endt et Demeur, North Holland, Amsterdam,(1962) page 248
- 8) G. Kaye, E.J.C. Read, J.C. Willmott,-Tables, Université de Liverpool, Angleterre
- 9) A.R. Poletti, E.K. Warburton -Nuc. Phys. 137 (1965) B 595
- 10) J.H. Cristenson, J.W. Cronin, V.L. Fitch, R. Turlay -Phys. Rev. Letters 13,138 (1964)
- 11) J. Bernstein, G. Feinberg, T.D. Lee- Phys. Rev. 139 (1965) B 1650
- 12) E.M. Henley, B.A. Jacobsohn -Phys. Rev. Letters 16 (1966) 706
- 13) R.B. Perkins, E.T. Ritter - Phys. Rev. 174 (1968) 1426
- 14) J. Eichler - Nuclear Phys. A120 (1968) 535
- 15) A. Messiah,- Mécanique Quantique (Dunod, Paris, 1960)
- 16) E. Sahnke, E. Emde -Tables of Functions (Dover, New-York, 1945)
- 17) E.V. Condon, G.H. Shortley, -Theory of Atomic Spectra(Cambridge University Press, London, 1935)
- 18) G. Racah - Phys. Rev. 62 (1942) 438  
Phys. Rev. 63 (1943) 367  
" " 76 (1943) 1352



- 19) A.R. Edmonds -Angular Momentum in Quantum Mechanics (Princeton Univ. Press, Princeton, N.J. 1957)
- 20) M. Ferentz, N. Rosenzweig, -Argonne National Laboratory, Report No. ANL -5324, 1955
- 21) S. Devons, L.J. Goldfarb, -Handbuch der Physik. Flügge (Springer-Verlag, Berlin, 1957) vol. 42 page 362
- 22) A. Bohr, B.R. Mottelson, Kgl. Danske Videnskab. Selskab. Mat.-Fys. Medd. 27(1953) 1
- 23) K.Alder, A. Bohr, T. Huus, B. Mottelson, A. Winther, -Rev. Mod. Phys. 28(1956) 432
- 24) D.M. Brink, G.R. Satchler, Angular Momentum (Oxford University Press, London, 1962)
- 25) R.F. Post, L.I. Schiff, Phys. Rev. 80,(1950) 1113
- 26) A. Alberigi, Quaranta Sup. Nuovo Cimento 4(1966) 631
- 27) M. Sakai, R. Bertini, à paraître
- 28) F. Lauritsen, F. Ajsenberg, Selove Nucl. Phys. 78 (1966) 1
- 29) A. Gallmann, M.A. Molinari  
Communication au Colloque de la Société Française de Physique  
Strasbourg 1968
- 30) R. Bertini, F. Beck, J. Chevallier, A. Knipper  
Programme "Gamma Polynome" Rapport interne I.R.N. -octobre 1964
- 31) F.G. Tricomi esercizi et complementi di analisi matematica  
vol. 1 cedam Padova (195 )
- 32) M.E. Rose, Phys. Rev. 91(1953) 610
- 33) J.P. Chevallier- Thèse Strasbourg 1968
- 34) A.J. Ferguson, Angular Correlation Methods in Gamma Ray Spectroscopy  
North Holland -Amsterdam, (1965) pag. 74
- 35) F.G. Tricomi -Lezioni di analisi matematica- vol. 1 Cedam, Padova  
(1956) pag. 36
- 36) A.J. Ferguson, Bull. Am. Phys. Soc. è, 1962, 275
- 37) P.B. Smith, Can. J. Phys. 42 (1964) 1101
- 38) R. Nordhagen, M. Hoffmann, F. Ingebritsen, A. Tveter, Phys. Letters  
16(1965) 163



- 39) F.G. Tricomi, Lezioni di analisi matematica, Vol II Cedam,  
(1956) page 137
- 40) T. Zeuli, Introduzione ai calcoli numerici e grafici, Gheroni,  
Torino, pag. 137
- 41) R. Bertini, à paraître dans Nucl. Inst. Meth.
- 42) L.F. Chase, R.G. Johnson, K.E. Warburton, Phys. Rev. 120(1960)  
2103 et références citées
- 43) A.R. Poletti, J.W. Olness, E.K. Warburton, Phys.Rev. 151 (1966) 812
- 44) J.J. Simpson, M.A. Clark, A.E. Litherland, Can.J.Phys. 40(1962) 769
- 45) D.B. Fossan, S.H. Henson, P. Paul, Bull. Am. Phys. Soc.
- 46) I. Talmi, I. Unna, Ann. Rev. Nuc. Phys. 10(1964) 353
- 47) A.R. Poletti, E.K. Warburton, P. Kurath, Phys. Rev.155(1967) 1096
- 48) G. Morpurgo, Phys. Rev. 110 (1958) 721
- 49) K. Alder et R.M. Steffen , Ann. ReV Nucl. Science 14(1964) 403
- 50) U. Fano, Rev. Mod. Phys. 29 (1957) 74
- 51) K. Alder, Helv. Phys. Acta 25 (1952) 235
- 52) K. Alder, H. Albers-Schönberg, E. Heer, T.B. Novey, Helv. Phys.  
Acta 26 (1953), 761
- 53) K. Sugimoto in Hyperfine structure and nuclear radiation ,  
ed. E. Matthias, D.A. Shirley, North Holland, Amsterdam (1968) p.859
- 54) R. Barloutaud, P. Lehmann, A. Leveque, G.C. Philips, J. Quidort,  
Compt. Rendu 245 (1957) 422
- 55) J.A. Becker, J.W. Olness, D.H. Wilkinson, Phys. Rev. 155 (1967) 1089
- 56) J. Bleck, D.W. Haag, W. Leitz, R. Michaelson, W. Ribbe,  
F. Sichel Schmidt, Nucl. Phys. A 123 (1969) 65
- 57) J. Braunsfurth, J. Morgenstern, H. Schmidt, H.J. Körner,  
Z. Physik, 202, 321 (1967)
- 58) R.M. Dreizler, Phys. Rev. 136 (1964) B 321
- 59) H. Bhatt, Nucl. Phys. 39 (1962) 375





- 60) S. Hinds, H. Marchant, R. Middleton, Nucl. Phys. 31(1962) 118
- 61) J.C. Merdinger, Thèse Strasbourg 1969
- 62) L.F. Chase, Jr., J.A. Becker, D. Kohler, R.E. Mc Donald  
International conference in nuclear structure, Tokyo, septembre  
7 -13, 1967 ; Tokyo 4,99 p. 144
- 63) J.A. Becker, Communication privée
- 64) S. Das Gupta, Nucl. Phys. A 97 (1967) 481
- 65) J. Dehnhard, Communication privée
- 66) G.C. Morrison, D. Youngblood, R.C. Bearse, R.E. Segel  
International conference in nuclear structure  
Tokyo, septembre 7-13, 1967 , Tokyo 4.98 p. 143
- 67) J.A. Becker, L.F. Chase, Jr., R.E. Mc Donald, Bull. Ann. Phys. Soc.
- 68) M.N. Rao, J. Papaport, A. Sperduto, D.L. Smith, Nucl. Phys. A 121  
(1968) 1 et références citées
- 69) A.A. Rollefson, R.C. Bearse, J.L. Legg, G.C. Philipps, G. Roy,  
Nucl. Phys. 63,(1965) 561
- 70) K. Ramavataram, Phys. Rev. 132 (1963) 2255
- 71) J.R. Maxwell, W.C. Parkinson, Phys. Rev. 135 (1964) B 82
- 72) J. Vervier, Nucl. Phys. 78 (1966) 497
- 73) G.A. Bartholomew, R. Gunya, Can. J. Phys. 43(1965) 1128
- 74) J.C. Legg, H.D. Scott, M.K. Mehta, Nucl. Phys. 84,(1966) 398
- 75) M. Posner, Phys. Rev. 158(1967) 1018
- 76) C.F. Williamson, J.P. Boujot, J. Picard, Rapport CEA R 3042 (1966)
- 77) C.A. Whitten Jr, Phys. Rev. 156 (1967) 1228
- 78) N.B. Gove, R.L. Robinson in Nuclear spin assignments Academic press  
London (1966) pag. 222
- 79) A. de Shalit, Phys. Rev. 122 (1961) 1530
- 80) R. Bock, H.H. Duhm, R. Jahr, R. Santo, R. Stock, Phys. Letters  
19(1965) 417



- 81) D. Robson in Annual Review of Nuclear Science 16(1966) p 119
- 82) W.M. Mac Donald, Nuclear Spectroscopy (Ed. Ajzenberg-Selove, Academic Press, 1960) Pt B, page 932
- 83) E.K. Warburton, Proceedings of the conference on isobaric spin in nuclear physics, Florida state university, Tallahassee, Florida Ed. D. Robson, Academic press (1966) p. 91
- 84) G. Morpurgo, Phys. Rev. 114 (1959) 1075
- 85) D.H. Wilkinson, in Nuclear Spectroscopy Part. B , Ed. Ajzenberg-Selove (Academic Press, New-York (1960) p. 932
- 86) M. Sakai, Institute for Nuclear Study, University of Tokyo, report INSJ-102, 1966
- 87) M. Sakai, Proc. of IAEA Panel on the future of nuclear structure studies, Ed. L. Agnew, IAEA, 1968.
- 88) G. Otto, R. Mehnert and G. Tomaselli, Nuc. Phys. A109(1968) 118
- 89) C. Chasman, K.W. Jones, R.A. Ristenen, J.T. Sample, Phys. Rev. Letters, 18(1967) 219
- 90) F.C. Ern , W.A. M. Veltman, A.J.M. Wintermans, Nucl. Phys.88(1966)1
- 91) G.L. Morrison in Nuclear Research with low energy accelerators, ed. Marion, Van Parter, Academic press, London ,(1967)
- 92) J.B. Marion, F.C. Young, Nuclear reaction analysis, North Holland, New-York (1968)
- 93) M. Sakai, Nucl. Phys. 33 (1962) 96



## REMERCIEMENTS

Je remercie vivement Monsieur le Professeur S. GORODETZKY de m'avoir accueilli dans son laboratoire et de m'avoir encouragé à réaliser cette thèse.

Messieurs les Professeur M. Sakai et K. Sugimoto, lors de leur séjour à Strasbourg, ont dirigé une partie de ce travail. Leurs idées et leurs conseils m'ont été très profitables.

Monsieur A. Knipper, Maître de Recherches, m'a guidé dans la plus grande partie de mes expériences et il a été toujours très généreux de son temps et de ses connaissances physiques.

Ce travail n'aurait pas été possible sans l'intérêt et l'appui de MM. R. Armbruster, P. Chevallier, A. Gallmann et de Mme Magnac, Professeurs à la Faculté des Sciences. Ils ont mis à notre disposition leurs moyens matériels, en particulier la fabrication de cibles et de détecteurs.

La collaboration avec MM. N. Schulz et E. Bozek m'a fait connaître leur valeur scientifique et leur amitié.

Je dois un remerciement particulier à Monsieur Elleuch qui m'a aidé, faisant preuve de beaucoup de courage dans des conditions parfois difficiles.

MM. C. Gehringer, J. Gerber, J.C. Merdinger et J.P. Vivien m'ont donné leur collaboration amicale.

MM. Piepenbring et J. Chevallier m'ont consacré beaucoup de leur temps dans des discussions fructueuses.

M. S. Antony a réalisé une partie de l'exploitation des résultats.

MM. Seltz et Gerardin ont fait de leur mieux pour me faciliter le travail à l'accélérateur de tritons.

J'ai toujours trouvé la collaboration la plus spontanée dans les équipes des accélérateurs dirigées par MM. Letournel, Heugel et Oberlin.

Toute l'équipe du service acquisition des données et MM. Muser et Zen en particulier, méritent ma reconnaissance.



La solution des problèmes du traitement de l'information m'a été facilitée par l'aide amicale de M. Brenet, ainsi que de MM. Françon, Pellier et Thomann.

Je voudrais que tous mes membres de l'équipe et en particulier MM. P. Engelstein, J. Hoffmann, G. Hoffmann trouvent ici l'expression de ma gratitude pour leur dévouement.

Je remercie également le personnel administratif et en particulier Mmes Weiss et Resch pour la rapidité et le soin de leur frappe.

Enfin, je ne saurais oublier l'aide matérielle qui m'a été fournie tout au long de ce travail par les chercheurs et techniciens des différents groupes du laboratoire.





## TABLE DES MATIERES

-----

### CHAPITRE I - FONCTIONS DE DISTRIBUTIONS ET CORRELATIONS ANGULAIRES DE RAYONNEMENTS ELECTROMAGNETIQUES, DANS UN SYSTEME SELF-CONSISTANT DE DEFINITIONS DE PHASES

|                                                                                     |    |
|-------------------------------------------------------------------------------------|----|
| 1 - Aperçu du problème                                                              | 1  |
| 2 - Discussion du principe de renversement du temps                                 | 2  |
| 3 - Définition de l'interaction                                                     | 4  |
| 4 - Développement en série multipolaire                                             | 6  |
| 5 - Opérateurs multipolaires d'interaction                                          | 8  |
| 6 - Probabilité d'émission gamma                                                    | 10 |
| 7 - Fonction de distribution et de corrélations<br>angulaires pour des rayons gamma | 13 |
| 8 - Comparaison des différentes définitions                                         | 15 |

### CHAPITRE II - METHODES EXPERIMENTALES ET METHODES D'ANALYSE

|                                                                                                                                  |    |
|----------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|----|
| 1 - Méthodes de mesure des corrélations angulaires<br>particule-rayon gamma                                                      | 21 |
| 2 - Mesure des corrélations $\gamma$ - $\gamma$ par le spectromètre<br>multicompteur                                             | 25 |
| 3 - Méthode pour la mesure des largeurs réduites dans<br>les réactions de capture p - $\gamma$                                   | 25 |
| 4 - Méthode des coïncidences retardées par la mesure<br>bidimensionnelle avec ordinateur en ligne des<br>corrélations perturbées | 27 |
| 5 - Analyse des spectres bidimensionnels énergie-<br>énergie                                                                     | 30 |
| 6 - Programme gamma-polynôme                                                                                                     | 31 |
| 7 - Traitement des données de distribution et corrélations<br>angulaires                                                         | 33 |
| 8 - Analyse des corrélations particules-gamma                                                                                    | 34 |
| 9 - Analyse des corrélations gamma-gamma mesurées par<br>la méthode LFI                                                          | 39 |



## CHAPITRE III - RESULTATS EXPERIMENTAUX

### I. CORRELATION ANGULAIRE $\gamma\gamma$ DANS LE $^{13}\text{C}$

|                                 |    |
|---------------------------------|----|
| 1 - Introduction                | 47 |
| 2 - Description de l'expérience | 47 |
| 3 - Discussion                  | 48 |

### II. DETERMINATION D'UN MOMENT MAGNETIQUE ET DE LA PERIODE D'UN NIVEAU EXCITE A 240 KeV du $^{19}\text{Ne}$

|                                                                                                                                  |    |
|----------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|----|
| 1 - Moments multipolaires dynamiques et moments multipolaires statiques                                                          | 51 |
| 2 - Interaction des moments multipolaires statiques avec des champs externes                                                     | 51 |
| 3 - Moment dipolaire magnétique et moment quadripolaire électrique                                                               | 52 |
| 4 - Effets de l'interaction dipolaire magnétique et quadripolaire électrique sur la matrice densité                              | 54 |
| 5 - Corrélation angulaire perturbée                                                                                              | 56 |
| 6 - Précautions expérimentales prises dans la mesure du moment dipolaire magnétique du premier niveau excité du $^{19}\text{Ne}$ | 57 |
| 7 - Mesures de la fonction de distribution angulaire                                                                             | 58 |
| 8 - Mesure de l'anisotropie en fonction du temps                                                                                 | 59 |
| 9 - Mesure avec champ magnétique                                                                                                 | 60 |
| 10 - Mesure du champ magnétique                                                                                                  | 62 |
| 11 - Discussion des résultats                                                                                                    | 63 |
| 12 - Conclusion                                                                                                                  | 64 |

### III. CORRELATION ANGULAIRE $\alpha - \gamma$ DANS LA REACTION $^{26}\text{Mg}(t, \alpha)^{25}\text{Na}$

|                                                                          |    |
|--------------------------------------------------------------------------|----|
| 1 - Intérêt de la mesure                                                 | 66 |
| 2 - Difficultés expérimentales                                           | 67 |
| 3 - Mesure des corrélations et du temps de vie à $E_t = 1,6 \text{ MeV}$ | 68 |
| 4 - Mesures à $E_t = 3 \text{ MeV}$                                      | 69 |
| 5 - Discussion des résultats                                             | 70 |
| 6 - Conclusion                                                           | 72 |



IV. CORRELATION ANGULAIRE PROTONS-GAMMA DANS LA REACTION  
 $^{52}\text{Cr}(d,p)^{53}\text{Cr}$

|                                                             |    |
|-------------------------------------------------------------|----|
| 1 - Nature des premiers niveaux excités du $^{53}\text{Cr}$ | 74 |
| 2 - Description de l'expérience                             | 75 |
| 3 - Discussion des résultats expérimentaux                  | 78 |
| 4 - Conclusion                                              | 79 |

V. DESEXCITATION ELECTROMAGNETIQUE DE DEUX RESONANCES  
ISOBARIQUES ANALOGUES DANS LE  $^{56}\text{Fe}$

|                                                                                       |    |
|---------------------------------------------------------------------------------------|----|
| 1 - Transitions gamma dipolaires magnétiques et transitions bêta du type Gamow-Teller | 81 |
| 2 - Montage expérimental                                                              | 84 |
| 3 - Recherches des résonances isobariques analogues                                   | 85 |
| 4 - Analyse des résultats                                                             | 86 |
| 5 - Résonance à 1348 KeV                                                              | 87 |
| 6 - Résonance à 1441 KeV                                                              | 87 |
| 7 - Conclusion                                                                        | 89 |

|            |    |
|------------|----|
| CONCLUSION | 90 |
|------------|----|

|               |    |
|---------------|----|
| BIBLIOGRAPHIE | 92 |
|---------------|----|









